



Contrôle bio-inspiré d'un sillage turbulent par stratégie passive ou auto-adaptative

Audrey Feuvrier

► To cite this version:

Audrey Feuvrier. Contrôle bio-inspiré d'un sillage turbulent par stratégie passive ou auto-adaptative. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université d'Orléans, 2015. Français. NNT : 2015ORLE2059 . tel-01304816

HAL Id: tel-01304816

<https://theses.hal.science/tel-01304816>

Submitted on 20 Apr 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉCOLE DOCTORALE ÉNERGIE MATÉRIAUX SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

***Laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des
Systèmes, Mécanique et Energétique***

THÈSE présentée par :

Audrey FEUVRIER

soutenue le : **17 Septembre 2015**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline : Mécanique des Fluides

Contrôle bio-inspiré d'un sillage turbulent par stratégie passive ou auto-adaptative

THÈSE dirigée par :

Azeddine KOURTA
Nicolas MAZELLIER

Professeur, PRISME, Orléans, Directeur de thèse
Maître de Conférences, PRISME, Orléans, Co-encadrant

RAPPORTEURS :

Marianna BRAZA
Sedat TARDU

Directeur de Recherche, IMFT, Toulouse
Maître de Conférences, LEGI, Grenoble

JURY :

Jean-Luc AIDER
Jean-Paul BONNET
Marianna BRAZA
Azeddine KOURTA
Nicolas MAZELLIER
Sedat TARDU
Yu ZHOU

Directeur de Recherche, PMMH, Paris
Directeur de Recherche, PPRIME, Poitiers
Directeur de Recherche, IMFT, Toulouse
Professeur, PRISME, Orléans
Maître de Conférences, PRISME, Orléans
Maître de Conférences, LEGI, Grenoble
Professeur, ITNVIC, Shenzhen, Chine

« La phrase la plus excitante à entendre en sciences, n'est pas "Eureka" (j'ai trouvé !) mais plutôt "Tiens, c'est marrant..." »

Isaac Asimov (1920 - 1992)

« La nature ne nous montre que la queue du lion. Je suis sûre que le lion est accroché au bout de la queue, même si il est trop grand pour que nous puissions le voir dans toute sa majesté. Je ne serai jamais qu'un pou me promenant sur sa fourrure. »

Jean-Jacques Grief (1944 -)

Extrait de *Tout est relatif, comme dit Einstein*

Remerciements

« Silent gratitude isn't much use to anyone. »

G.B. Stern

Tout au long de mes recherches bibliographiques, j'ai pu constater combien cette fameuse page des remerciements pouvaient tenir une place importante dans le cheminement qui amène le doctorant à devenir docteur (et également constituer une source de divertissement parfois inattendue pour le futur docteur en rédaction). Je dirais que dans cet exercice périlleux, on rencontre deux styles différents. Les directs et les expansifs. Après une brève introspection, je peux affirmer que je fais partie du second genre. Je présente donc par avance mes excuses à ceux dont la patience serait éprouvée par cette trop longue lecture, mais je ne pouvais me résoudre à terminer cette aventure qu'est la thèse sur un simple Merci !

Ces pages sont dédiées aux personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de cette thèse et m'ont permis de l'achever. Malgré tout, je suis sûre qu'il me sera impossible de n'oublier personne. Si tel était le cas, pardonnez-le-moi, il s'agit d'un simple oubli, vous avez tout de même toute ma gratitude.

Sur un manuscrit de thèse apparaît sur la couverture en plus gros que tous les autres, un nom, celui du thésard en question. Mais l'aventure humaine et professionnelle de la thèse qui est loin de se résumer à un manuscrit en cinq actes ne s'écrit pas à la première personne du singulier mais bien à celle du pluriel. C'est pourquoi en premier lieu, je tenais à remercier les deux instigateurs de ce travail, en commençant par Azeddine Kourta, directeur de cette thèse et actuel directeur du laboratoire PRISME. Il eut bien fallu sa confiance et sa bienveillance pour m'amener à mettre un point final à ce manuscrit. Merci à lui pour sa disponibilité tout au long de la thèse. Je tiens également à remercier Nicolas Mazellier, qui dès le départ et jusque dans les dernières minutes, s'est énormément investi dans ce projet. J'ai bien conscience que, sans ses qualités scientifiques, sa pédagogie et ses nombreuses critiques constructives, ce manuscrit et ce travail ne seraient pas ce qu'ils sont à l'heure actuelle. Tous deux ont été mes professeurs bien avant d'être mes collègues et parmi mes premiers guides vers le monde de la recherche, je ne les remercierai jamais assez de la confiance qu'ils m'ont accordée en mettant entre mes mains cet enthousiasmant projet, il y a de cela quelques années.

Je vais me tourner ensuite vers les membres de mon jury à commencer par Marianna Braza et Sedat Tardu que je remercie d'avoir accepté de rapporter mon travail de thèse. Merci à eux pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon étude et pour les différentes suggestions qu'ils m'ont proposées dans

leurs rapports et au cours de la soutenance. Je tiens également à remercier chaleureusement les autres membres du jury : Jean-Paul Bonnet qui a présidé ce jury et à qui je suis reconnaissante d'avoir magistralement orchestré ma soutenance. Jean-Luc Aider et Yu Zhou pour avoir fait le déplacement jusqu'à Orléans pour évaluer mon travail, mais surtout pour les discussions et remarques pertinentes qu'ils m'ont proposées durant la soutenance et qui me permettront de valoriser efficacement ce travail dans le futur. A special thanks to Yu Zhou who offered me a valuable support as well as interesting advices regarding my work during his stay at the PRISME laboratory. Merci également à la région Centre, qui m'a permis de me consacrer pleinement à ce travail de recherche pendant trois ans.

Il y a une personne particulière que je tenais à remercier, c'est Christine Rousselle. D'abord pour m'avoir accueilli en stage puis en thèse au sein du laboratoire dont elle avait alors la direction, mais aussi et surtout pour m'avoir amené aussi bien professionnellement que personnellement à me dépasser. Je crois que nous nous sommes toutes deux emmenées sur des chemins vers lesquels nous ne serions peut-être pas allées spontanément de notre plein gré (enfin surtout moi). Je suis bien loin de regretter toutes ces expériences qui m'ont fait grandir et m'épanouir tout au long de ces années de thèse et encore maintenant. En cela, tu constitues pour moi un véritable mentor. Merci à toi.

Il est également une personne sans qui ce travail expérimental n'aurait pu aboutir ni même exister et qui à ce titre (et à bien d'autre d'ailleurs) mérite mes plus sincères remerciements. Il s'agit bien sûr de Stéphane Loyer, ingénieur d'étude hors pair et gardien des souffleries. Il a bien fallu ses compétences, son ingéniosité (voir ses talents de marabout), sa sympathie et parfois même son incroyable patience pour venir à bout de tous les obstacles qui se sont glissés sur mon parcours d'apprentie expérimentatrice (qui s'apparentait parfois à un parcours du combattant, je dois l'admettre). Pour tout cela, mille mercis à toi Stéphane.

Le laboratoire PRISME profite également de différentes équipes aux multiples compétences, ce qui m'a été bien utile durant certaines parties de ma thèse. Je tiens donc à remercier chaleureusement Samir Allaoui et Jean Gillibert de l'équipe *Mécanique des Matériaux Hétérogènes* qui m'ont été d'une aide précieuse dans le cadre de la caractérisation de mes tissus. Un merci particulier à Jean pour avoir accepté de faire fonctionner la machine de traction dans des conditions peu orthodoxes. Toujours en ce qui concerne la caractérisation des tissus, je tiens également à remercier Nathalie Cohaut de l'ICMN et Marie-Laure Bouchetou du CEMHTI d'avoir accepté de me confier momentanément leur microscope optique pour que j'aie regardé mes tissus d'un peu plus près. Enfin, je tiens également à remercier Christian Chauveau du laboratoire ICARE qui a mis à ma disposition des équipements qui ont permis la caractérisation de la dynamique des volets et bien plus encore.

Passons maintenant à mes collègues qui constituent l'équipe *Ecoulements et Systèmes Aérodynamiques* du laboratoire, dont j'ai eu l'honneur de faire partie durant le déroulement de ce projet. Pour commencer, je tiens à remercier Sandrine Aubrun-Sanches à qui je dois beaucoup pour ma carrière professionnelle. Merci à toi pour tes conseils, ton soutien, ta pédagogie et ton aide dans le cadre de mes missions d'enseignement successives. Un grand merci également à Annie Leroy, Régine Webber, Philippe Devinant et Yahia Haïdous (à 20%) avec qui j'ai pu interagir aussi bien lors des réunions d'équipe qu'au sein de Polytech'. Je me dois également de remercier certains membres de l'équipe *Energie, Combustion, Moteur* du laboratoire, en particulier Fabrice Foucher, Camille Hespel et Bruno

Moreau qui ont participé à leur manière à ce que mon environnement de travail soit sympathique et chaleureux. Camille, merci pour nos discussions variées lors de nos joggings du midi et pour ton aide et ta disponibilité en ce qui concerne la partie enseignement en particulier lors de cette année. Bruno, merci pour tes nombreux conseils techniques même quand il s'agissait simplement de réparer un support de pommeau de douche. Merci également à Pierre Bréquigny, pour les bons moments partagés durant nos doctorats respectifs mais surtout pour avoir fait en sorte d'alléger ma charge de travail niveau enseignement avant ma soutenance et m'avoir soutenue quelques temps après, encore merci à toi. Je n'oublie pas non plus Benoît Bellicaud pour ses conseils et son aide pour le VTT, Christian Caillol, Guillaume Colin, Julien Lemaire et l'ensemble des permanents de l'équipe ECM.

Avant de vous parler de mes nombreux collègues post-docs, doctorants, stagiaires, je me dois de remercier la secrétaire du laboratoire, Sylvie Plessard. En plus de m'avoir facilité la tâche du point de vue de l'administratif, elle a été pour moi un soutien inébranlable lors de la rédaction de la thèse, sachant prêter l'oreille quand j'en avais besoin. Merci Sylvie. Je me dois également de remercier l'équipe technique et administrative de Polytech' Pierre Amelot, Benoît Clavier, Muriel Obert et Josianne pour leur aide précieuse et pour les moments agréables que j'ai passé en leur compagnie.

J'en viens donc à mes compagnons de galère, amis et néanmoins collègues qui ont suivi mon ascension (au moins en termes d'emplacement de bureau) de jeune stagiaire à jeune docteur. Un grand merci tout d'abord à ceux partis voguer vers des cieux plus cléments : Pierre Audier, Sergio, Boris, Antoine, Romain, Arnaud, Guillaume Lobel, Guillaume Maurice, Yann-Aël, Franck, Adrien, John, et Raffaele côté ESA, Haïfa, Guillaume Broustail, Jérémie, Sokratis, Amine, Antonio, Julien et Sabrina et Padipan côté ECM et enfin Christophe et Camille, côté MMH. Merci à vous pour vos conseils, votre soutien (parfois de la première heure, parfois lors de la dernière ligne droite), votre aide aussi bien scientifique que morale, nos instants de rigolade autour d'un café, d'une bière, d'un barbecue ou d'autres mets raffinés parfois franc-comtois, à fabriquer et faire voler des avions en papiers dans le cadre de l'IPPS,... Bien sûr, il serait trop long de raconter toutes les anecdotes et les moments qui ont constitué les jalons de cette thèse, mais merci d'en avoir partagé (au moins quelques uns) avec moi et surtout d'avoir su créer une ambiance de travail agréable et conviviale. Une mention spéciale à Guillaume B., Jérémie et Antonio qui en plus d'être de super amis ont successivement accepté de m'accueillir momentanément chez eux en Autriche, en Californie et en Italie respectivement et m'ont ainsi permis de pouvoir de temps en temps lever la tête de mon écran et voir du pays pendant ces années de thèse. Un immense merci à Haïfa. J'ai arrêté de compter les mails échangés avant l'été 2015. Bien plus qu'une simple correction orthographique, avec tes mots toujours optimistes et rassurants, tu m'as surtout donné la force de ne pas baisser les bras. Encore merci à toi. Mention spéciale à Pierrick également, arrivé au labo peu après ma soutenance et qui en plus de me proposer régulièrement de m'initier aux joies de la natation, a été un solide soutien et un parfait partenaire de café/thé/chocolat durant les dernières corrections de ce manuscrit.

Enfin, je voudrais remercier mes collègues futurs docteurs dont j'ai fait la rencontre peu à peu au fil des années de thèse en commençant par Kévin. Je me souviendrai pour longtemps de notre partie de geocaching, cela m'avait permis de m'aérer l'esprit et de mieux repartir par la suite, merci également pour ton honnêteté et ta sympathie, Kévin. Je te souhaite de vite venir à bout et de surmonter l'épreuve de la rédaction du manuscrit et surtout beaucoup de succès dans ce que tu entreprendras par la suite. Francesco, ton arrivée au bureau alors que je rédigeais encore, a été une bouffée d'oxygène, j'ai

apprécié discuter avec toi aussi bien de mécanique des fluides que d'autres sujets divers et variés. Je te souhaite beaucoup de succès à l'avenir (c'est à ton tour de maîtriser les caprices de la petite soufflerie maintenant), même si je ne doute pas qu'avec ta curiosité et ta passion, tu iras très loin. Enfin, merci à toi Sophie, dernière arrivée au sein de l'équipe ESA, qui par son dynamisme, son humour et sa sympathie s'est immédiatement intégrée à l'équipe. Crois en toi, ne lâche rien et profite bien de ces trois années de thèse qui passent très très vite, tu verras. Je n'oublie pas non plus du côté ECM, J-B, Charles, Antoine, Salim et Souad, merci à vous et bon courage pour la suite ! Merci également à Edouard et Thibault du GREMI, qui m'ont fait la surprise d'assister à ma soutenance.

Et maintenant, le meilleur pour la fin. Car si, on ne le répétera jamais assez, un bon environnement de travail constitue une base solide pour la réalisation d'une thèse, l'environnement amical et familial représente les fondations de la construction. Pour ma part, j'ai beaucoup de chance de pouvoir compter sur Arnaud D., tonton, Guillaume, Aurélie, Simona, Christelle, Dani et bien sûr, Jill et Christophe, Alex, Veance, Glad et Tito. De près ou de loin, en me forçant parfois à sortir la tête de mes bouquins (pour certains depuis le lycée), en m'offrant des week-end/vacances de détente et de rigolade à Orléans, Besançon, Belfort, Paris... ou ailleurs... Et surtout en étant présent (de près ou de loin), en me soutenant et parfois en me poussant un peu aussi à aller jusqu'au bout de mes rêves, vous avez permis l'existence de ce manuscrit. Pour ça, pour votre amitié et pour tout le reste, mille mercis. Mention spéciale à Christophe Delaunay pour avoir accepté bien malgré lui (ou presque) de corriger mes fautes d'orthographe et de syntaxe, pour ses conseils en \LaTeX et pour m'avoir guidé d'un point de vue protocolaire. Merci à Harper, arrivée dans la famille en 2013 et qui a su égayer le quotidien de sa marraine. Merci également à ma "deuxième maman", Jeanine, pour m'avoir soutenue depuis le début de mon parcours scolaire et tout au long de ce dernier.

Je souhaite également remercier ma famille au sens large du terme qui par des moyens parfois détournés m'a toujours poussée à me dépasser et à aller au bout de moi-même. En particulier, merci à ma grand-mère Suzanne et mon grand-père Pierre, mon parrain Thierry, mon oncle Jean-Claude et ma marraine Isabelle dont les messages de soutien ont su me redonner le sourire pendant la rédaction et après. Il y a aussi Alexy et Léa, que je me dois de remercier. Même s'ils n'ont pas toujours bien compris ce que faisait leur grande sœur, ils ont toujours été là. S'il y avait une seule chose que je voudrais que vous reteniez ce serait de croire en vous et en vos rêves quels qu'ils soient et de ne pas écouter les voix qui s'élèveront toujours pour vous dire que vous n'y arriverez jamais. Pour citer Walt Disney, "si vous pouvez le rêver, vous pouvez le faire". Enfin, je souhaite remercier mes parents pour m'avoir appris bien des choses dont la persévérance, le goût de l'effort, la curiosité mais surtout pour avoir toujours soutenu mes choix et plus encore, pour m'avoir laissé la liberté d'en avoir.

Je vais clôturer cette partie en remerciant deux personnes très chères à mon cœur, qui chacun à leur manière ont été et sont des piliers pour moi (au sens propre comme au figuré) : J-B Masurier et Julie Goodwin.

Merci également à toi lecteur qui t'apprêtes à lire mon manuscrit (ou au moins une partie). Si jamais tu avais une quelconque remarque dont tu voulais me faire part, n'hésite pas à me contacter, je me ferai un plaisir de te répondre. Bonne lecture à toi !

Table des matières

Introduction	25
Chapitre 1 : Aérodynamique des corps à profil épais et stratégies de contrôle : Eléments bibliographiques	31
1. Contexte de l'étude	32
2. L'aérodynamique des corps académiques à profil épais	41
2.1 Un peu d'Histoire	41
2.2 Un obstacle de référence : le cylindre à section circulaire	42
2.3 Le cylindre à section carrée	47
2.3.1 Géométrie et topologie de l'écoulement	47
2.3.2 Sillage du cylindre à profil carré	50
3. Les efforts aérodynamiques	52
3.1 Définition	52
3.2 La traînée aérodynamique	53
3.3 Le décollement	55
3.4 Estimation de la traînée par analyse du sillage	57
3.4.1 Un outil statistique : la décomposition double d'O. Reynolds	57
3.4.2 Méthode d'analyse du sillage	58
4. Le contrôle d'écoulement	62
4.1 Principe du contrôle d'écoulement	62
4.2 Le contrôle passif	64
4.3 Le contrôle actif	72
5. Synthèse	75
Chapitre 2 : Dispositifs Expérimentaux et écoulement naturel	79
1. La soufflerie S2	79
1.1 La veine d'essai	79

TABLE DES MATIÈRES

1.2	Caractérisation de l'écoulement dans la veine d'essai à vide	81
2.	Géométrie de référence	86
3.	Mesures vélocimétriques	86
3.1	Anémométrie au fil chaud (HW1C)	86
3.1.1	Dispositif expérimental	86
3.2	Vélocimétrie Laser Doppler (LDV2C)	89
3.2.1	Principe	89
3.2.2	Dispositif expérimental	90
3.2.3	Corrections des mesures LDV	92
3.3	Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV2C)	93
3.3.1	Principe	93
3.3.2	Dispositif expérimental	94
3.3.3	Traitement des images	95
3.4	Comparaison des résultats des mesures anémométriques pour l'écoulement non contrôlé	96
4.	Mesures d'efforts	106
4.1	Mesure d'efforts par balance aérodynamique	106
4.2	Pression stationnaire	108
4.2.1	Dispositif expérimental	108
4.2.2	Corrections des mesures de pression stationnaire	108
4.3	Comparaison des résultats des mesures d'efforts pour l'écoulement non contrôlé	110
5.	Synthèse	116
Chapitre 3 : Conception et efficacité du dispositif de contrôle bio-inspiré		117
1.	État de l'art : Les technologies bio-inspirés	117
2.	Le dispositif de contrôle bio-inspiré	121
2.1	Un dispositif bio-inspiré	121
2.2	Description du dispositif	124
2.3	Fonctionnement du dispositif auto-adaptatif	127
3.	Détermination de la solidité du tissu	128
3.1	Tissus et grilles analysés	130
3.2	Solidité et traitement d'image	130
3.2.1	Dispositifs pour les mesures optiques	130
3.2.2	Principe utilisé pour le calcul de la solidité	131
3.2.3	Validation de la méthode	132
3.2.4	Résultats	134

3.3	Solidité et perte de charge	134
3.3.1	Dispositif expérimental	134
3.3.2	Principe de la mesure	137
3.3.3	Résultats	139
4.	Étude du dispositif de fixation des volets	143
4.1	Moyens expérimentaux	143
4.2	Traitement des images	143
4.3	Principe	145
4.4	Résultats	148
5.	Influence des différents paramètres sur les résultats	151
5.1	Influence de la solidité des tissus et de la position angulaire du volet pour un contrôle passif de l'écoulement	151
5.2	Efficacité des volets mobiles	156
6.	Synthèse	159
Chapitre 4 : Statistiques du champ de vitesse contrôlé sur l'axe central du sillage		161
1.	Comparaison des moyens de mesure	161
2.	Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement	169
2.1	La longueur de recirculation, L_f	169
2.2	Échelle caractéristique du sillage, H'	173
2.3	Échelle liée aux fluctuations de vitesse, X_{MAX}	177
3.	Synthèse	178
Chapitre 5 : Estimation de la traînée par analyse du sillage : Effet du contrôle		181
1.	Statistique du champ de vitesse contrôlé : Moments statistiques	181
1.1	Statistique du champ de vitesse contrôlé : Moments statistiques d'ordre 1	181
1.2	Statistiques du champ de vitesse turbulent : Moment statistique d'ordre 2 projeté sur l'axe X	185
2.	Estimation de la traînée par analyse du sillage : Outils d'analyse pour l'application pratique au cas de l'étude	188
3.	Estimation de la traînée par analyse du sillage : Résultats	194
3.1	Estimation de la traînée par analyse du sillage : Estimation de la traînée	194
3.2	Estimation de la traînée par analyse du sillage : Effet du contrôle sur les diffé- rentes contributions	196
3.2.1	Estimation de la traînée par analyse du sillage : Terme lié au champ moyen	199

TABLE DES MATIÈRES

3.2.2	Estimation de la traînée par analyse du sillage : Terme lié au champ turbulent	202
3.2.3	Estimation de la traînée par analyse du sillage : Conclusion	205
4.	Effet du contrôle sur l'entraînement	206
5.	Synthèse	211
	Conclusion	213
	Annexe A : Complément sur la technique de mesure fil chaud	219
1.	Principe de la mesure	219
2.	Étalonnage du dispositif	220
	Annexe B : Compléments sur la détermination du blocage induit par le tissu	223
	Annexe C : Complément sur l'influence des différents paramètres sur les résultats de mesure d'efficacité	225
	Annexe D : Complément étude en un point	227

Liste des tableaux

2.1	Tableau récapitulatif des paramètres d'études expérimentales de l'étude actuelle comparés à ceux de la littérature.	87
2.2	Grandeurs caractéristiques du système de mesure LDV2C.	91
2.3	Longueur de recirculation, L_f , répertoriées dans la littérature et mesurées.	101
2.4	Tableau récapitulatif du rapport $k = U_\infty/U_\infty^c$ en fonction de la vitesse mesurée en entrée de veine (mesuré au fil chaud simple)	109
2.5	Tableau récapitulant les différentes contributions au calcul de la traînée de pression en fonction du Re	114
2.6	Tableau récapitulatif des moyens expérimentaux utilisés dans le cadre de la thèse.	116
3.1	Tableau récapitulatif des valeurs de la solidité moyenne obtenues par mesures des pertes de charges pour différents Re_d en fonction du type de matériau considéré.	134
3.2	Répartition des prises de pression le long de la veine. Les abscisses sont données relativement à l'entrée de celle-ci.	137
3.3	Valeur de la perte de charge linéaire calculée en fonction du Re_l et de λ	140
3.4	Tableau récapitulatif des valeurs de solidité moyenne obtenues par mesures des pertes de charges en fonction du type de matériau considéré.	142
3.5	Différents montages réalisés et notations associées.	148
4.1	Valeurs de la longueur de recirculation adimensionnée L_f/H pour différentes configurations à $Re = 4.10^4$	172
4.2	Valeur de la largeur du sillage, H' en mm.	175

Table des figures

1	Dessin par F.Fish représentant l'avion biomimétique extrême paru en couverture de [28]. Ce dessin laisse entrevoir avec humour un certain nombre de caractéristiques naturelles intéressantes en terme de contrôle des écoulements. On peut citer les protubérances placées sur le bord d'attaque de l'aile inspiré des ailerons des baleines ou encore un travail possible au niveau de la surface inspiré de la peau des requins. Ces caractéristiques pourraient permettre une réduction de la traînée et font déjà l'objet d'investigations scientifiques [54, 22].	26
1.1	Estimation de l'évolution de la population à l'horizon 2030 et 2050.	32
1.2	(a) Évolution du nombre de kilomètres parcourus par an et par région du globe. (b) Évolution du nombre de kilomètres parcourus par an répartis par moyen de transport. (c) Émission de CO ₂ par an, en fonction des différents moyens de transport.	33
1.3	Évolution projetée de la température en surface pour la fin du 21 ^{ème} siècle comparée à la période 1986-2005. Scénario d'après [2].	34
1.4	Prédiction de l'évolution du prix du baril de pétrole en USD de 2010 à 2050.	35
1.5	Évolution de la puissance consommée pour surmonter la traînée aérodynamique comparée à celle consommée pour alimenter les accessoires et surmonter les frottements des roues sur le sol en fonction de la vitesse pour un camion (coefficient de traînée de 0,6). Cette figure est adaptée à partir de [94].	35
1.6	Exemples de dispositifs de contrôle avec application à visée automobile. Figures adaptées de (a) [94], (b) [60], (c) [5, 4] et (d) [55].	37
1.7	Exemples de dispositifs de contrôle avec application à visée aéronautique. Figures adaptées de (a) et (b) [140], (c) [133] et [93].	38
1.8	Schéma illustrant les différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre à profil circulaire, adapté de [23].	43
1.9	(a) Évolution de St en fonction de Re pour un cylindre à section circulaire, adaptée de [129]. (b) Évolution de L_f en fonction de Re pour un cylindre à section circulaire, adaptée de [101].	44
1.10	Variation du rapport f_{KH}/f_{VK} en fonction de Re d'après [122].	45
1.11	Visualisation du sillage de l'écoulement pour un cylindre à profil rond, pour différents nombres de Reynolds, adapté de [149].	46
1.12	Évolution du coefficient de pression à la base du cylindre ($-C_{Pb}$) en fonction du nombre de Reynolds, d'après [161]	47

1.13	Schéma en coupe dans le plan OXY de la géométrie étudiée.	48
1.14	Topologie de l'écoulement moyen autour du cylindre à section carrée.	48
1.15	Distribution du coefficient de pression moyenne C_P à la paroi autour du demi-cylindre à section carré (trait plein) pour Re de l'ordre de 2.10^4 , d'après [15].	49
1.16	Visualisation par fumée du sillage de l'écoulement pour un cylindre à profil carré à $Re = 1, 12.10^4$, adaptée de [136].	50
1.17	Visualisation par fumée du sillage proche pour un cylindre à profil carré avec mise en évidence des instabilités de Kelvin-Helmoltz à $Re = 6776$. Figure adaptée de [139]. . .	51
1.18	Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds d'après [31]. . .	52
1.19	Schéma simplifié des efforts aérodynamiques s'appliquant à la surface un objet quelconque.	52
1.20	Décomposition du torseur aérodynamique s'appliquant à un objet quelconque.	54
1.21	(a) Décollement d'une couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Visualisation par fumée du sillage (b) proche d'un profil NACA0025 à $Re = 10^5$ d'après [163] et (c) proche d'un cylindre à profil carré à $Re = 6776$. Figure adaptée de [139]. .	56
1.22	Bilan intégral de quantité de mouvement. Schéma du volume et des surfaces de contrôle autour d'un mobile de forme quelconque.	59
1.23	Contribution des différents termes de l'équation E-1.19 au calcul de la traînée. La zone représentée en vert sur la figure correspond à la zone d'intérêt de notre étude. Figure adaptée de [6]	62
1.24	Schéma permettant d'illustrer les différentes méthodes de contrôle d'écoulement appliquées au corps à profil épais. Inspiré et adapté de [37].	63
1.25	Schéma de principe du dispositif utilisé par Shukla et al. d'après [137].	64
1.26	(a) Schématisation du modèle étudié par Park et al. . Modélisation de l'écoulement instantané à $Re = 4, 2.10^3$ (b) dans le sillage non contrôlé et (c) dans le sillage d'un modèle avec plaques disposées en quinconces et espacées de deux fois la hauteur de l'obstacle. Extraits de [112].	65
1.27	Exemples de contrôle passif par introduction de perturbations géométriques sur un obstacle de type cylindre, d'après (a) [16] et (b) [108].	66
1.28	(a) Profil de vitesse à l'interface d'un fluide, d'un milieu poreux et d'un solide. (b) Comparaison des champs de vorticités instantanés dans le sillage d'un cylindre carré à $Re = 300$ pour une configuration non contrôlée (haut) et contrôlée par adjonction d'une surface poreuse (bas). D'après [33].	67
1.29	(a) Schéma représentant le revêtement poro-élastique utilisé par Venkataraman et Bottaro. (b) Représentation du champ de vorticités instantané dans le sillage d'un profil NACA0012 à $Re = 1100$ (a) et (c) non contrôlé et (b) et (d) avec un revêtement poro-élastique. Extraits de [153].	68
1.30	Visualisation du sillage du cylindre carré par bulle d'oxygène à $Re = 80$ (a) sans et (b) avec cylindre de contrôle ($H_{cont}/H = 7$), d'après [142].	69
1.31	Schéma illustrant les scénarios possibles pour développement de la couche de cisaillement en fonction de la position du cylindre de contrôle . Extraits de [132].	70

1.32	Visualisation par fumée du sillage d'un cylindre carré contrôlé par (a) un cylindre à section carrée et (b) une plaque constituée de languettes d'après [136].	71
1.33	Carte de sensibilité relative à la traînée moyenne subie par un cylindre à section carrée d'après (a) [132] et (b) [95].	72
1.34	(a) Comparaison de la topologie de l'écoulement moyen derrière un cylindre à profil carré pour un cas non contrôlé et deux cas contrôlés (taux d'injection variable induit par le jet, IR) à l'aide des lignes de courant adaptée de [80]. (b) Comparaison de la topologie de l'écoulement derrière un cylindre à profil circulaire pour un cas non contrôlé et deux cas contrôlés (où f_e représente la fréquence d'excitation et f_{nat} la fréquence caractéristique du sillage non contrôlé) à l'aide des lignes de courant adaptée de [50].	73
1.35	Champs de vorticité obtenus par moyenne de phase pour le cas naturel et un cas contrôlé adaptée de [50].	74
1.36	Schéma de principe du dispositif de contrôle utilisé par Pastoor et al. D'après [113]. .	75
1.37	(a) Schéma de principe expliquant l'effet des jets pulsés sur le sillage. (b) Différents scénarios de contrôle actif proposés par Pastoor et al.. Extraits de [113].	76
2.1	Schéma de la soufflerie S2 du laboratoire PRISME.	80
2.2	Schéma de la soufflerie S2 reprenant ses principales dimensions	80
2.3	Fonction de transfert du ventilateur de la soufflerie S2 à vide.	81
2.4	Profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés par la vitesse moyenne au centre de la veine (a) en entrée de veine ($X/H = -8,5, Y/H = 0$) et (b) au centre du cylindre ($X/H = -0,5, Y/H = 0, \square, U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \bigcirc, U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \triangle, U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). . .	82
2.5	Profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés par la vitesse moyenne au centre de la veine à la limite du champ d'investigation ($X/H = 7,5, Y/H = 0, \square, U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \bigcirc, U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \triangle, U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).	83
2.6	Profils de l'intensité turbulente (donnée en % de la vitesse débitante) en entrée de veine ($X/H = -8,5, Y/H = 0, \square, U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \bigcirc, U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \triangle, U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). . .	83
2.7	Profils de l'intensité turbulente (donnée en % de la vitesse débitante) (a) au centre du cylindre ($X/H = -0,5, Y/H = 0$) et (b) à la limite du champ d'investigation ($X/H = 7,5, Y/H = 0, \square, U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \bigcirc, U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}, \triangle, U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$). . .	84
2.8	(a) Profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée en proche de la paroi. (b) Évolution longitudinale de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée au centre de la veine d'essai ($\square, U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).	85
2.9	Schéma des sondes à fil simple, (a) 55P15 et (b) 55P11 (source DANTEC).(c) Schéma du montage fil chaud dans la veine d'essai. (d) Schéma de la chaîne d'acquisition du montage expérimental fil chaud.	88
2.10	Schéma du montage LDV.	91
2.11	Distribution de la diffusivité de la lumière à travers une particule d'huile de diamètre, (a) $d_P = 1 \mu\text{m}$ (b) $10 \mu\text{m}$ dans l'air. L'échelle d'intensité est la même pour les deux figures. Source : Raffel et al. [121].	92
2.12	Schéma du montage PIV2C dans la veine d'essai.	94

TABLE DES FIGURES

2.13	Schéma de principe de la détermination du déplacement le plus probable par intercorrélation des niveaux de gris, d'après Tropea et al. [148].	96
2.14	Champs de vitesses normées, $Re = 2.10^4$, (a) moment statistique d'ordre 1 et (b) moment statistique d'ordre 2 de la norme de la vitesse adimensionnée par la vitesse en entrée de veine.	97
2.15	Profils de vitesse sur le côté du cylindre, \blacklozenge Lyn et Rodi (1994) [89], $Re = 2, 14.10^4$, \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV, $Re = 2.10^4$. Moment statistique d'ordre 1.	99
2.16	Profils de vitesse sur le côté du cylindre, \blacklozenge Lyn et Rodi (1994) [89], $Re = 2, 14.10^4$, \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV, $Re = 2.10^4$. Moment statistique d'ordre 2.	100
2.17	Profils de vitesse sur la ligne centrale ($Y/H=0$), adimensionnée par la vitesse en entrée de veine, U_∞ , \blacklozenge Durão et al. [44], $Re = 1, 4.10^4$, \blacklozenge Lyn et Rodi [89], $Re = 2, 14.10^4$, \blacklozenge Koutmos et al. [80], $Re = 8520$, \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV, $Re = 2.10^4$	102
2.18	Profils de vitesse longitudinale adimensionnée sur la ligne centrale ($Y/H=0$) en fonction de la position axiale. L'origine du repère correspond à L_f . \blacklozenge Durão et al. [44], \blacklozenge Lyn et al. [88], \blacklozenge Koutmos et al. [80], \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV.	103
2.19	(a) Profils de vitesse transverse et (b) énergie cinétique turbulente adimensionnée sur la ligne centrale ($Y/H=0$) en fonction de la position axiale. L'origine du repère correspond à L_f . \blacklozenge Durão et al. [44], \blacklozenge Lyn et al. [88], \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV, $Re = 2.10^4$	104
2.20	(a) Densité spectrale de puissance (ou PSD) du signal de vitesse u , en $X/H = 2$ et $Y/H = -2, 4$, obtenue à partir de mesures - fil chaud et - LDV. (b) Schéma représentant la position du point de mesure par rapport au cylindre.	105
2.21	(a) Schéma de principe et (b) photo de la balance utilisée (Source : ATI).	106
2.22	Photo du montage de la balance.	107
2.23	Positionnement des prises de pression sur l'une des maquettes utilisées.	108
2.24	Évolution de la traînée du cylindre non contrôlé en fonction de U_∞^2 . Les barres d'incertitudes correspondent à la valeur de l'écart-type de la traînée.	111
2.25	Évolution du coefficient (a) de traînée et (b) de portance en fonction du Re . Les barres d'incertitudes correspondent à la valeur de l'écart-type de la traînée adimensionnée.	112
2.26	Évolution de la traînée du cylindre non contrôlé en fonction du nombre de Reynolds.	113
2.27	Distribution de pression sur le demi-cylindre, (a) C_P et (b) C'_P , \blacklozenge Bearman & Obasaju (1982), $Re = 2, 2.10^4$, [15], \blacklozenge Lee(1975), $Re = 1, 76.10^5$, [85], \blacklozenge Noda & Nakayama (2003), $Re = 6, 89.10^4$ [100], mesures expérimentales \circ $Re = 2.10^4$, \square $Re = 4.10^4$, \triangle $Re = 6.10^4$	115
3.1	Nuage de mots contenant les mots clefs les plus populaires dans une base de données de 18000 articles ayant rapport avec la biomimétique, d'après Lepora et al. [86].	117

3.2	(a) Photo d'une raie manta (Source : [53]), (b) Photo du MantaBot développé par l'université de Princeton (Source : [53]), (c) Photo d'une termitière (Source : [56]), (d) Photo de la Portucullis House à Londres (Source : [56]), (e) Illustration d'un coeur humain (Illustration de Patrick Lynch) , (f) Photo du coeur artificiel, Carmat (Source : Carmat), (g) Photo d'une fleur de bardanne et de ses crochets (Photos de Brian Johnston [©]) et (h) Photo d'une bande de Velcro [©] (Source : Velcro [©]).	119
3.3	Évolution du nombre de publications dans le domaine de la biomimétique par année, Lepora et al. [86]. Les barres noires indiquent la proportion d'articles de journaux et les barres blanches la proportion d'articles de conférences et de livres.	120
3.4	Photographie d'un condor lors d'un atterrissage (Photographie de N. Mazellier). . . .	122
3.5	(a) Schéma de principe du dispositif de contrôle de Schatz et al. À gauche, à faible incidence, le volet n'est pas activé et reste collé à la paroi du profil. Avec un angle d'incidence plus important, le volet se soulève de la paroi et oscille autour d'une position angulaire moyenne. (b) Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence d'un profil HQ17 muni de volets statiques et mobiles. Source : [133]	123
3.6	Schéma du dispositif de contrôle de Favier et al à deux instants différents. Les lignes à l'arrière plan représentent le contour de la vitesse verticale (ligne continue quand la vitesse est positive et pointillée quand elle est négative). Source : [49]	124
3.7	(a) Schéma de la structure d'une plume [47]. (b) Vue au microscope de la plume d'un inséparable à rose gorge (Échelle $40\mu m$) [45].	125
3.8	Schéma représentant les différents cylindres utilisés lors de l'étude.	125
3.9	Schéma (a) d'un des volets éclaté et (b) Photographie de l'ensemble des couples de volets utilisés.	126
3.10	Schéma représentant la fixation souple entre le volet et le cylindre.	126
3.11	Schéma de l'assemblage final des volets sur le cylindre adapté.	127
3.12	(a) Schéma représentant les différents cylindres utilisés pour chacune des positions du volet. (b) Réduction de traînée en fonction de Re , pour différentes positions du volet. X_{flap} désigne la distance entre la face avant du cylindre et le bord d'attaque du volet. ■ $X_{flap}/H = 0.1$, ▼ $X_{flap}/H = 0.25$, ★ $X_{flap}/H = 0.42$	128
3.13	Schéma du dispositif de contrôle, (a) sans écoulement et (b) avec écoulement lorsque les volets sont activés.	129
3.14	Principales dimensions des grilles utilisées.	130
3.15	Photos du matériel expérimental du CEMHTI.	131
3.16	Photographie au microscope (grossissement $\times 5$) (a) de la soie 0 et (b) de la soie 1, (c) de la soie 2 et (d) photographie de la tarlatane.	132
3.17	(a) Photographie de la grille 1 et (b) même photographie binarisée avec la méthode de seuillage d'Otsu. (c) Histogramme des niveaux de gris. Le trait en pointillé représente la valeur utilisée pour le seuillage. (d) Solidité de la grille, calculée pour différentes tailles de fenêtre d'interrogation.	133

TABLE DES FIGURES

3.18	(a) Photographie au microscope de la soie 1 et (b) même photographie binarisée avec la méthode de seuillage d'Otsu. (c) Histogramme des niveaux de gris. Le trait en pointillé représente la valeur utilisée pour le seuillage. (d) Solidité de la soie 1, calculée pour différentes tailles de fenêtres d'interrogation.	135
3.19	(a) Photographie de la tarlatane et (b) même photographie binarisée avec la méthode de seuillage d'Otsu. (c) Histogramme des niveaux de gris. Le trait en pointillé représente la valeur utilisée pour le seuillage.	136
3.20	Photographie du montage expérimental dans la soufflerie pour (a) une des grilles de référence en acier et (b) la soie 1.	138
3.21	Évolution de f vis-à-vis de Re_d , pour les sept écrans étudiés dans [66].	140
3.22	Évolution axiale de la différence de pression adimensionnée par la pression dynamique le long de la veine de la soufflerie, pour $U_\infty = 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour différentes configurations. La ligne verticale pointillée représente la position du cadre. \circ Veine à vide avec cadre sans tissu, \square cadre muni de la soie 1, \triangle cadre muni de la soie 2	141
3.23	Valeur de σ évaluée par mesures des pertes de charges en fonction de Re_σ . \square cadre muni de la soie 1, tissu tendu à 10 N, \square cadre muni de la soie 1, tissu tendu à 50 N, \triangle cadre muni de la soie 2.	142
3.24	Photographies du montage expérimental permettant la mesure de la position du volet.	144
3.25	Photographie du montage expérimental pour l'étalonnage du système de prise de vue avec une mire à damier.	145
3.26	Les différentes étapes réalisées lors du traitement d'image.	146
3.27	(a) Schéma expliquant le principe de la mesure du déplacement du volet en fonction du dispositif de fixation. (b) Paramètres de l'étude et repère associé.	147
3.28	Évolution de θ en fonction du temps pour la fixation composée de 4 morceaux d'adhésif Blenderm TM équirépartis sur la longueur du volet.	148
3.29	Valeur du temps de relaxation τ du système pour chacun des essais réalisés. On distingue, les résultats obtenus pour le montage 1 (\circ adhésif 2364 3M TM , \square adhésif Blenderm TM), de ceux obtenus pour le montage 2 (\bullet adhésif 2364 3M TM , \blacksquare adhésif Blenderm TM).	149
3.30	Valeur (a) du facteur de qualité Q du système et (b) de θ_{eq} mesurée en fin d'essai pour chacun des tests réalisés. On distingue les résultats obtenus pour le montage 1 (\circ adhésif 2364 3M TM , \square adhésif Blenderm TM), de ceux obtenus pour le montage 2 (\bullet adhésif 2364 3M TM , \blacksquare adhésif Blenderm TM).	150
3.31	Mesure de la réduction de traînée en fonction de $\sigma = 100\%$, $\blacktriangledown \theta = 00^\circ$, $\blacktriangledown \theta = 15^\circ$, $\blacktriangledown \theta = 20^\circ$, $\blacktriangledown \theta = 30^\circ$ et $\blacktriangledown \theta = 45^\circ$	152
3.32	Mesure de la réduction de traînée en fonction de θ pour $Re = 4.10^4$, $\blacktriangledown \sigma = 100\%$, $\blacksquare \sigma = 90\%$, $\star \sigma = 80\%$ et $\blacklozenge \sigma = 36\%$	153
3.33	Distribution de pression adimensionnée par la vitesse en entrée de veine, C_P , sur le demi-cylindre, muni de volets fixes pour $Re = 4.10^4$, $\theta = 20^\circ$, $\blacktriangledown \sigma = 100\%$ et $\blacksquare \sigma = 90\%$	154
3.34	Position moyenne du centre de la zone de cisaillement dans le cas non contrôlé à $Re = 4.10^4$. Les traits pointillés représentent la position du volet pour $\text{--} \theta = 15^\circ$, $\text{--} \theta = 20^\circ$, $\text{--} \theta = 30^\circ$ et $\text{--} \theta = 45^\circ$	154

3.35	Champs de vitesse adimensionnée par la vitesse en entrée de veine (U_∞) sur le côté du cylindre avec lignes de courant pour $Re = 4.10^4$. (a) Cylindre non contrôlé et avec volets non poreux ($\sigma = 100\%$) (b) $\theta = 20^\circ$ et (c) $\theta = 30^\circ$	155
3.36	Distribution de pression, C_P , sur le demi-cylindre, muni de volets non poreux pour $Re = 4.10^4$ ($\sigma = 100\%$) en fonction de θ , $\blacktriangle \theta = 20^\circ$, $\blacklozenge \theta = 30^\circ$ et $\blacksquare \theta = 45^\circ$	157
3.37	Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re , $\square \sigma = 90\%$ et $\blacksquare \sigma = 100\%$	158
3.38	Valeur de l'angle moyen entre le volet et le cylindre en fonction de Re , pour deux valeurs de σ	158
3.39	Distribution de pression adimensionnée par la vitesse d'entrée de veine sur le demi-cylindre muni de volets mobiles pour $Re = 4.10^4$, $\square \sigma = 90\%$ et $\blacksquare \sigma = 100\%$	159
4.1	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre non contrôlé ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C (—) et LDV2C (\circ), $Re = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 . (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2	162
4.2	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle auto-adaptatif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 90\%$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C (—) et LDV2C (\square), $Re = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 . (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2	163
4.3	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle passif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 90\%$, $\theta = 20^\circ$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C (—) et LDV2C (\triangle), $Re = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 . (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2	164
4.4	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre, normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C, $Re = 4.10^4$, (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2 . Configurations : \circ Non contrôlé, contrôle auto-adaptatif $\square \sigma = 90\%$ et $\blacksquare \sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 20^\circ$ $\triangle \sigma = 90\%$ et $\blacktriangle \sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 30^\circ$ $\blacklozenge \sigma = 90\%$ et $\blacklozenge \sigma = 100\%$	165
4.5	Visualisation expérimentale et numérique des modes (a) A et (b) B dans le cas d'un cylindre circulaire, extrait de [161].	166
4.6	(a) Schéma de principe représentant les mécanismes physiques dont découle la zone de recirculation qui se développe dans le champ proche du cylindre. (b) Visualisation des instabilités de Kelvin-Helmoltz par Prasad et Williamson [120] pour un cylindre à section circulaire et (c) visualisation des instabilités de Kelvin-Helmoltz et du sillage turbulent pour un cylindre à section carrée (image PIV).	170
4.7	Schéma extrait de [59], schématisant les mécanismes qui pilotent la taille de la longueur de recirculation.	171

4.8	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre, normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C, $Re = 4.10^4$, (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2 . L'origine virtuelle de l'axe longitudinal correspond à la longueur de la recirculation L_f et cet axe est normalisé par la largeur du cylindre, H . Configurations : \circ Non contrôlé, contrôle auto-adaptatif \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 20^\circ$ \triangle $\sigma = 90\%$ et \blacktriangle $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 30^\circ$ \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$	173
4.9	Évolution de l'épaisseur du demi-sillage $y_{1/2}$ (-) et profils du déficit de vitesse en $X/H = L_f$ (\star) et en différents X/H (\square) à l'arrière du cylindre (a) non contrôlé et (b) avec contrôle auto-adaptatif ($\sigma = 90\%$). $Re = 4.10^4$	174
4.10	Évolution de l'épaisseur du demi-sillage $y_{1/2}$ à l'arrière du cylindre adimensionnée par H pour $Re = 4.10^4$. (a) $\sigma = 90\%$, configurations : \circ Non contrôlé, \square contrôle auto-adaptatif, contrôle passif, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$. (b) $\sigma = 100\%$, configurations : \circ Non contrôlé, \blacksquare contrôle auto-adaptatif, contrôle passif, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$	176
4.11	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale derrière le cylindre ($Y/H = 0$) à $Re = 4.10^4$. L'abscisse est normalisée par X_{MAX} défini comme l'abscisse pour laquelle $\sqrt{v(X_{MAX})'^2} = \sqrt{v'^2}_{MAX} = \max(\sqrt{v(X)'^2})$. Configurations : \circ Non contrôlé, contrôle auto-adaptatif \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 20^\circ$ \triangle $\sigma = 90\%$ et \blacktriangle $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 30^\circ$ \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$	178
5.1	Champ de vitesse longitudinale, moment statistique d'ordre 1 à $Re = 4.10^4$ et pour (a) $\sigma = 90\%$ et (b) $\sigma = 100\%$. Tous les termes sont normalisés par U_∞	182
5.2	Champ de vitesse longitudinale, moment statistique d'ordre 1 à $Re = 4.10^4$. Les lignes de courant moyennes sont superposées au champ de vitesse et sont représentées en blanc. Configurations : (a) non contrôlée et (b) contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 90\%$	183
5.3	Position moyenne du centre de la zone de cisaillement Y_{SL} à $Re = 4.10^4$. Configurations : \circ non contrôlée, \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$. Les traits représentent la position du volet pour - $\theta = 20^\circ$, - $\theta = 30^\circ$ et - $\theta = 26^\circ$ correspondant à l'angle moyen pour les configurations auto-adaptatives.	184
5.4	Champ de vitesse, moment statistique d'ordre 2, vitesse projetée sur x, $\sqrt{u'^2}$, à $Re = 4.10^4$ (a) pour $\sigma = 90\%$ et (b) pour $\sigma = 100\%$. Tous les termes sont normalisés par U_∞	186
5.5	Schéma du volume et des surfaces de contrôle autour du cylindre carré.	188
5.6	Estimation des différents termes du bilan de quantité de mouvement projetés sur l'axe X dans le sillage du cylindre non contrôlé à $Re = 4.10^4$. (a) Termes de transport de la vitesse moyenne dans la direction x, (b) transport des quantités fluctuantes par elles-même, (c) gradient longitudinal de la pression moyenne et (d) terme de viscosité. Les axes ont été adimensionnés par H' et L_f est prise comme origine virtuelle de l'axe X . Les grandeurs physiques sont normalisées par H'/U_∞^2	190
5.7	Valeur du terme lié au blocage en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. Configurations : \circ non contrôlée, \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$	193

5.8	Valeur du coefficient de traînée estimé par analyse du sillage en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. Les lignes horizontales représentent la valeur du coefficient de traînée obtenue par mesure de balance. Configurations : \circ et $--$ non contrôlée, \square et \dots contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle et \dots $\theta = 20^\circ$ et \diamond et \dots $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare et $--$ contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle et $--$ $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge et $--$ $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$	194
5.9	Valeur de la réduction de traînée estimée par analyse du sillage en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. Les lignes horizontales représentent la valeur de la réduction de traînée obtenue par mesure de balance. Configurations : \square et \dots contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle et \dots $\theta = 20^\circ$ et \diamond et \dots $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare et $--$ contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle et $--$ $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge et $--$ $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$	195
5.10	Valeur du coefficient de traînée estimée par analyse du sillage en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. La valeur de chacun des termes est représentée par les portions colorées sous la courbe avec \blacksquare T_1 , \blacksquare T_2 et \blacksquare T_3 . Configurations : (a) non contrôlée, (b) contrôle auto-adaptatif et (c) contrôle fixe, à $\theta = 20^\circ$ pour $\sigma = 90\%$	197
5.11	Poids relatif du terme lié au blocage dans le calcul de la réduction de traînée en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$. Configurations : \circ non contrôlée, \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$	198
5.12	Profils transversaux du terme lié au déficit de vitesse moyenne pour un contrôle auto-adaptatif, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.	200
5.13	Profils transversaux du terme lié au déficit de vitesse moyenne pour un contrôle passif à $\theta = 30^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.	200
5.14	Profils transversaux du terme lié au déficit de vitesse moyenne pour un contrôle passif à $\theta = 30^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.	201
5.15	Poids relatif du terme lié au déficit de vitesse moyenne dans le calcul de $C_{D\ Wake}$ en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$. Configurations : \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$	202
5.16	Poids relatif du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement turbulent dans le calcul de $C_{D\ Wake}$ en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$. Configurations : \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$	203
5.17	Profils transversaux du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement pour un contrôle auto-adaptatif, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.	204
5.18	Profils transversaux du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement pour un contrôle passif à $\theta = 20^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \blacktriangle $\sigma = 90\%$ et \blacktriangle $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.	204

5.19	Profils transversaux du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement pour un contrôle passif à $\theta = 30^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.	205
5.20	Poids relatif du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement turbulent en fonction du poids relatif du terme lié au déficit de vitesse moyenne. Configurations : \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$	206
5.21	Profils transversaux $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ à $Re = 4.10^4$ en $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3. Configurations : \circ non contrôlée et \blacksquare contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 100\%$	207
5.22	Profils transversaux $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ à $Re = 4.10^4$ en $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3. Configurations : \circ non contrôlée et \blacksquare contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 100\%$	207
5.23	(a) $-\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y}$ et (b) $\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}$ pour le cas de référence. Tous les termes sont normalisés par H'/U_∞^2 et pris à $Re = 4.10^4$	209
5.24	(a) $-\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y}$ et (b) $\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}$ pour le contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 100\%$. Tous les termes sont normalisés par H'/U_∞^2 et pris à $Re = 4.10^4$	210
5.25	Champ des fluctuations de la vitesse projetée sur y, $\overline{v'^2}$, à $Re = 4.10^4$. La configuration de contrôle auto-adaptative correspond à l'utilisation de volets mobiles non-poreux ($\sigma = 100\%$). Tous les termes sont normalisés par U_∞^2	211
5.26	Snapshots du champ de vorticité normalisé ($\omega_z h/U_\infty$ avec $h = 0,5H'$) pour (a) le cas naturel et (b) le cas de contrôle auto-adaptatif poreux ($\sigma = 90\%$) à $Re = 4.10^4$. Extrait de [92].	212
A.1	Étalonnage fil chaud réalisé : \square le matin , \circ l'après-midi et ∇ le soir.	221
C.1	Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re pour $\sigma = 36\%$, \blacklozenge $\theta = 00^\circ$, \blacklozenge $\theta = 15^\circ$, \blacklozenge $\theta = 20^\circ$, \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 45^\circ$	225
C.2	Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re pour $\sigma = 78\%$, \star $\theta = 00^\circ$, \star $\theta = 15^\circ$, \star $\theta = 20^\circ$, \star $\theta = 30^\circ$ et \star $\theta = 45^\circ$	226
C.3	Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re pour $\sigma = 90\%$, \blacksquare $\theta = 00^\circ$, \blacksquare $\theta = 15^\circ$, \blacksquare $\theta = 20^\circ$, \blacksquare $\theta = 30^\circ$ et \blacksquare $\theta = 45^\circ$	226
D.1	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle auto-adaptatif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 100\%$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenu par PIV2C (—) et LDV2C (\blacksquare), $Re_H = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4	227
D.2	Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle passif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 100\%$, $\theta = 20^\circ$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenu par PIV2C (—) et LDV2C (\blacktriangle), $Re_H = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4	228

Nomenclature *

Caractères grecs

θ	Position angulaire du volet	[°]
σ	Solidité du tissu	[]
μ	Viscosité dynamique	[kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² ·s ⁻¹]
ρ	Masse volumique	[kg·m ⁻³]
$\vec{\tau}$	Tenseur de viscosité	[–]

Sigles et Acronymes

LDV2C	Laser Doppler Vélocimétrie 2 composantes
HWA	Anémométrie au fil chaud
PIV2C	Méthode de Vélocimétrie par Image de Particules classique 2 composantes

*. Cette nomenclature ne répertorie que les grandeurs principales utilisées dans ce manuscrit. Elle n'est donc pas exhaustive. Pour les appellations non référencées ici, le lecteur se référera au corps du texte.

Caractères latins		
P_∞	Pression statique en entrée de la veine d'essai	[Pa]
p	Pression fluctuante	[Pa]
q_∞	Pression dynamique	[Pa]
H_i	Pression totale	[Pa]
dP	Variation de pression	[Pa]
\mathcal{V}	Volume de contrôle	[m ³]
S_i	Surface de contrôle	[m ²]
S_f	Surface de référence d'un mobile	[m ²]
dS	Élément de surface	[m ²]
x_i et y_i	Abscisse et ordonnée associées à la surface S_i	[m]
dX	Variation suivant l'axe X	[m]
dY	Variation suivant l'axe Y	[m]
t	Temps	[s]
dt	Variation de temps	[s]
f	Fréquence caractéristique du phénomène étudié	[s ⁻¹]
f_{ST}	Fréquence du lâcher tourbillonnaire	[s ⁻¹]
\vec{F}	Force	[N]
\vec{F}_P	Force de pression	[N]
\vec{F}_F	Force de frottement	[N]
D	Effort de traînée	[N]
R_y	Effort de dérive	[N]
L_z	Effort de portance	[N]
R_a et \vec{R}_a	Résultante des efforts aérodynamiques	[N]
\mathcal{M}_A	Moment lié aux efforts aérodynamiques	[N·m]
M_x	Moment de roulis	[N·m]
M_y	Moment de tangage	[N·m]
M_z	Moment de lacet	[N·m]
g	Accélération de la pesanteur	[m·s ⁻²]

H	Largeur du cylindre	[m]
L	Longueur du cylindre	[m]
L_f	Longueur de formation	[m]
H'	Largeur du sillage	[m]
O	Origine du repère	[m]
G	Centre de gravité du mobile étudié	[m]
\vec{x} ou X	Axe longitudinal	[m]
\vec{y} ou Y	Axe transverse	[m]
\vec{z} ou Z	Axe vertical	[m]
Y_{Wall}	Position transverse de la paroi du cylindre	[m]
Y_{SL}	Position transverse de la couche de cisaillement en moyenne	[m]
y_{lim}	Abscisse transverse minimale du champ PIV2C	[m]
$y_{1/2}$	Demi-largeur du sillage	[m]
u, v, w	Vitesse de l'écoulement dans les directions X , Y et Z respectivement	[m.s ⁻¹]
U_∞	Vitesse de référence en amont du cylindre	[m.s ⁻¹]
U_i	Composante moyenne de la vitesse orientée vers X_i	[m.s ⁻¹]
u'_i	Composante fluctuante totale de la vitesse orientée vers X_i	[m.s ⁻¹]
k	Énergie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻²]

Nombres et grandeurs sans dimension		
St	Nombre de Strouhal calculé à partir de H	[–]
Re	Nombre de Reynolds calculé à partir de H	[–]
C_P	Coefficient de pression	[–]
C_{Pb}	Coefficient de pression sur la face arrière du cylindre (la base)	[–]
C'_P	Coefficient de pression fluctuante	[–]
C'_{Pb}	Coefficient de pression fluctuante sur la face arrière du cylindre	[–]
\mathcal{T}	Torseur aérodynamique	[–]
C_D	Coefficient de traînée	[–]
$C_{D_{Wake}}$	Coefficient de traînée estimé par analyse du sillage	[–]
C_L	Coefficient de portance	[–]
C_Y	Coefficient de dérive	[–]
$C_{D_{Wake}}$	Coefficient de traînée estimé par analyse du sillage	[–]
C_l, C_m et C_n	Coefficients liés aux différents moments aérodynamiques	[–]
T_1	Contribution du déficit de vitesse moyenne à l'estimation de la traînée	[–]
T_2	Contribution de l'anisotropie de l'écoulement turbulent à l'estimation de la traînée	[–]
T_3	Contribution du blocage induit par le cylindre à l'estimation de la traînée	[–]
P_{T_i}	Poids relatif des termes T_i dans le calcul de la réduction de traînée	[–]
\vec{n}_i	Vecteur directeur de la surface S_i	[–]

Introduction

On propose de prendre comme point de départ de ce manuscrit, son titre : *Contrôle bio-inspiré d'un sillage turbulent par stratégie passive ou auto-adaptative*. Ce dernier a pour but de faire apparaître un certain nombre de mots clefs. Intéressons-nous plus particulièrement à deux de ces notions fondamentales sur lesquelles s'appuie notre travail, à savoir : “bio-inspiré” et “contrôle des écoulements turbulents”.

Commençons par le mot bio-inspiré, c'est-à-dire inspiré d'un phénomène observé dans la Nature. Bien sûr, on ne prétendra pas qu'il est novateur de vouloir imiter ce que la Nature nous laisse observer de sa création. Après tout, cette dernière n'a-t-elle pas toujours été la première source d'inspiration des scientifiques et des artistes ? Sa force de création et d'adaptation connaît peu de limites. Sa production est constante, abondante, riche de formes et laisse place à une juxtaposition de phénomènes dont les échelles vont de l'infiniment grand à l'infiniment petit. Pourtant, dans un contexte technique, il peut paraître vain et inutile de s'obstiner à reproduire les productions de la Nature telles qu'elles sont. Tant que l'on n'est pas capable de comprendre l'ensemble des tenants et des aboutissants et le contexte limité pour lequel ces dernières ont été développées, cela n'a aucun sens. Prenons par exemple, le cas des pionniers de l'aéronautique. Ces derniers pensaient qu'à l'image d'Icare, il suffisait de se doter d'une paire d'ailes comme celles des oiseaux et de battre des bras pour pouvoir s'élever dans les airs. Il fallut du temps (et un certain nombre de victimes) pour que l'on comprenne que le mythe d'Icare est bien ce qu'il est... un mythe. Il fallut abandonner l'idée de faire voler une machine à la seule force de l'Homme et qui plus est avec une aile battante. Pourtant, toujours dans ce contexte, on peut saluer l'inventivité de Clément Ader qui fut l'un des premiers (si ce n'est le premier) à décoller du sol à l'aide d'un avion motorisé. Son avion, l'Éole, avait une forme censée reproduire celle d'une chauve-souris et s'inscrit donc dans une démarche d'imitation de la Nature. Pourtant, force est de constater que l'Éole ne lui permit de s'élever que de quelques mètres, un bond de géant à l'époque, mais un bon tout de même. L'imitation pure de la Nature, si elle permet certaines avancées limitées, n'est pas pour autant une solution absolue. Depuis, le développement de l'aéronautique et la meilleure connaissance de l'aérodynamique ont conduit à la création d'avions performants, mais dont la forme n'a aujourd'hui plus grand chose à voir avec celle des oiseaux. Cela tend à prouver que si l'on souhaite vraiment tirer quelque chose des enseignements et des créations de la Nature, il faut savoir rester humble et s'inscrire dans une démarche qui consiste à s'en inspirer sans chercher à l'imiter parfaitement. Le but est de pouvoir proposer des solutions technologiques en adéquation avec le problème qui nous intéresse réellement.

Cependant, cette démarche nécessite également de mieux comprendre les phénomènes physiques qui sont le fruit des créations de la Nature. Pour cela, l'Homme à travers la Science a trouvé un langage qui lui permet de traduire les phénomènes observés, celui des mathématiques. Ce langage est ensuite transcrit en terme scientifique par la Physique. Quel meilleur exemple pour illustrer ce propos que celui

de la mécanique des fluides et plus particulièrement de la turbulence ? La réponse mathématique des physiciens au problème de la mécanique des fluides a été de formuler les équations de Navier-Stokes. Ces dernières permettent dans l'approximation des milieux continus et des fluides Newtoniens (pour lesquels la viscosité est indépendante du taux de cisaillement) de décrire le mouvement des fluides. Cependant, depuis leur établissement au XIX^e siècle, aucune solution générale n'a pu être démontrée pour les écoulements turbulents. Dans ce cas, ces équations ont le "défaut" d'être non-linéaires. Cette non-linéarité induit le fait qu'une légère modification des conditions initiales entraînera à plus ou moins court terme de très larges modifications sur le phénomène initial observé. En conséquence, la prédiction déterministe des phénomènes n'est pas possible. De plus, la turbulence fait intervenir une grande variété d'échelles que ce soit dans le temps ou dans l'espace. Ces dernières coexistent dans l'écoulement ce qui constitue un second obstacle à la compréhension et à la prédiction de la turbulence. On sait par ailleurs que les écoulements turbulents sont le siège d'un mouvement organisé de grande échelle et il est possible de décrire en partie la turbulence à partir d'opérateurs statistiques tel que l'outil de modélisation semi-empirique proposé par Kourta dans [78].



FIGURE 1 – Dessin par F.Fish représentant l'avion biomimétique extrême paru en couverture de [28]. Ce dessin laisse entrevoir avec humour un certain nombre de caractéristiques naturelles intéressantes en terme de contrôle des écoulements. On peut citer les protubérances placées sur le bord d'attaque de l'aile inspiré des ailerons des baleines ou encore un travail possible au niveau de la surface inspiré de la peau des requins. Ces caractéristiques pourraient permettre une réduction de la traînée et font déjà l'objet d'investigations scientifiques [54, 22].

La traînée est la force aérodynamique contre laquelle lutte un mobile en mouvement dans un fluide. L'un des objectifs du contrôle d'écoulement est donc de réduire cette force. Pour cela, on peut, dans un

premier temps, agir sur la forme du véhicule. Cependant dans le contexte industriel du transport et en particulier de l'automobile, le client ne semble encore pas prêt à acheter un véhicule qui ait une forme de goutte d'eau (qui représente l'une des formes les plus aérodynamiques au sens qu'elle induit le moins de traînée). Dans le contexte aéronautique, le problème est que l'on semble avoir atteint les limites de l'optimisation de forme possible. La solution doit donc se baser sur le développement de nouveaux dispositifs, qui doivent s'intégrer dans le design existant du mobile. De plus, ces systèmes doivent être efficaces et robustes au sens qu'ils doivent permettre à la fois d'améliorer les performances aérodynamiques du mobile, mais également être capables de s'adapter aux changements qui interviennent dans l'écoulement. Et c'est en cela que la démarche bio-inspirée peut être intéressante. En effet l'un des aspects remarquables dans les solutions que la Nature propose en terme de contrôle des écoulements est l'adaptabilité de ces solutions. La recherche qui porte sur le contrôle des écoulements en se basant sur une stratégie bio-inspirée pourrait donc permettre de déboucher sur des systèmes efficaces et adaptatifs. Comme en témoigne le dessin de F. Fish reporté sur la figure 1. Ce dessin représente ce à quoi ressemblerait un avion si le concept de la bio-inspiration était poussé à son extrême. Il est intéressant de remarquer que cette stratégie n'intéresse pas uniquement les scientifiques du monde académique, mais également les industriels. En témoigne l'interview de Denis Darracq, actuel chef de la Recherche et Technologie Physique du Vol chez Airbus, parue dans l'Usine Nouvelle [68]. Dans cette interview, M. Darracq confirme l'intérêt d'Airbus afin de développer des solutions aérodynamiques inspirées de la Nature en vue d'aboutir à une réduction de la traînée et donc de la consommation de carburant.

Ce travail s'inscrit donc dans cette thématique de recherche et s'appuie sur l'expérience du laboratoire PRISME de l'Université d'Orléans dans les domaines de la caractérisation et du contrôle des écoulements turbulents. L'objectif de cette thèse est double. Il s'agit dans un premier temps de développer un dispositif de contrôle d'écoulement bio-inspiré [93, 91, 52] et de l'adapter sur un obstacle cylindrique à base carrée dans le sillage duquel l'écoulement est turbulent. Dans un second temps, on souhaite contribuer à la compréhension d'une partie des phénomènes physiques qu'implique l'utilisation de ce dispositif. On cherche par cette étude expérimentale à répondre à un certain nombre de questions :

Dans le contexte scientifique, économique et environnemental actuel, existe-t-il un besoin qui justifie le développement d'un dispositif de contrôle bio-inspiré ?

Quels sont les moyens expérimentaux adaptés à l'étude de l'écoulement et des efforts aérodynamiques ? Existe-t-il une complémentarité entre ces différents outils ?

Quelle est la problématique dans laquelle s'inscrit le dispositif de contrôle ? La solution développée est-elle adéquate ? Quels sont les paramètres clefs pour le développement du dispositif de contrôle ? Peut-on prouver l'efficacité d'un tel dispositif ?

Quelles informations peut-on obtenir du bilan en un point sur l'action du dispositif de contrôle ? Quelles grandeurs caractéristiques peuvent être identifiées ?

L'outil d'analyse proposé pour lier la mesure d'efficacité et les changements identifiés dans l'écoulement est-il approprié au cas de l'étude ? Quelles sont les hypothèses impliquées ? Comment le dispositif de contrôle agit-il sur l'écoulement ? Peut-on distinguer une grandeur physique qui est plus sensible à son action que les autres ?

Afin de tenter d'y apporter des éléments de réponse, le manuscrit s'organise autour de cinq chapitres distincts. Le premier chapitre introduit le contexte général et scientifique dans lequel se place notre étude. Le second chapitre est consacré à la présentation des moyens expérimentaux appliqués et à la physique de l'écoulement naturel (ou non contrôlé). Le troisième chapitre présente le dispositif de contrôle bio-inspiré développé dans le cadre de ce travail. Les quatrième et cinquième chapitres concernent les résultats sur la physique de l'écoulement contrôlé.

Chapitre 1 : Aérodynamique des corps à profils épais cylindriques et stratégies de contrôle d'écoulement. Ce chapitre débute par une présentation du contexte économique et environnemental qui motive en partie notre travail. Cette section permet également d'introduire la géométrie de référence support pour nos travaux, à savoir le cylindre à section carrée. L'écoulement autour des corps à profils épais cylindriques est ensuite abordé à travers une brève revue bibliographique portant à la fois sur le cylindre à section circulaire et à section carrée. La partie suivante de ce chapitre porte sur les efforts aérodynamiques et plus particulièrement la traînée aérodynamique. Cette partie nous permet également d'introduire la méthode de prédiction de la traînée par analyse du sillage mise en œuvre au dernier chapitre. Enfin, les stratégies de contrôle des écoulements dites "classiques" sont présentées et illustrées par différentes applications.

Chapitre 2 : Dispositifs expérimentaux et écoulement naturel. Ce chapitre a pour objectif de décrire les dispositifs expérimentaux utilisés. Il débute par la caractérisation de la soufflerie dans laquelle l'ensemble des mesures ont été effectuées. Les moyens anémométriques et de mesure d'efforts y sont ensuite présentés dans deux sous-parties distinctes. Chacune de ces sous-parties se conclue par la présentation de résultats de mesures portant sur l'écoulement autour du cylindre carré et les efforts aérodynamiques que subit ce dernier. Ces résultats, en plus d'autoriser la caractérisation de la configuration naturelle, nous permettent d'illustrer la complémentarité des moyens de mesure employés.

Chapitre 3 : Conception et efficacité du dispositif de contrôle bio-inspiré. Ce chapitre est consacré à la présentation et à la caractérisation du dispositif de contrôle bio-inspiré développé dans le cadre de ce travail. Une revue bibliographique portant sur le biomimétisme sert d'introduction à cette partie du manuscrit. Le dispositif bio-inspiré, ses particularités et son implémentation sur le cylindre à section carrée sont ensuite discutés. Un accent important est mis sur deux propriétés du dispositif de contrôle qui sont : le blocage induit par le matériau qui le recouvre et son dispositif de fixation. Ce chapitre se conclut par une étude de l'efficacité du dispositif de contrôle pour l'ensemble des configurations envisagées et nous permet de déterminer celles qui sont d'intérêt.

Chapitre 4 : Statistiques du champ de vitesse contrôlé sur l'axe central du sillage. La comparaison des mesures par deux moyens de mesure anémométriques différents sur la ligne centrale derrière le cylindre est proposée. Les résultats du sillage naturel et du sillage contrôlé passivement et de manière auto-adaptative sont présentés et comparés. Ces mesures permettent d'identifier trois grandeurs caractéristiques relatives à l'écoulement qui sont ensuite discutées pour l'ensemble des configurations d'intérêt.

Chapitre 5 : Prédiction de la traînée par analyse du sillage : effet du contrôle. Ce chapitre débute par l'exploration du champ proche du sillage par le biais des mesures anémométriques. L'effet du contrôle sur ces résultats est discuté. L'application de la méthode permettant d'estimer la traînée par analyse du sillage au cas de l'étude est ensuite proposée. Deux termes d'intérêt sont ainsi isolés, le premier est propre à la vitesse moyenne de l'écoulement et le second est relatif à l'anisotropie de l'écoulement turbulent. Le poids de la contribution de chacun de ces termes à la traînée est analysé

pour les cas naturel et contrôlé. Cette analyse permet d'identifier un effet particulier du dispositif de contrôle sur l'entraînement de l'écoulement dans le sillage proche du cylindre. Cet effet donne lieu à une discussion dans la dernière partie de ce manuscrit.

Enfin ce manuscrit se conclut par une synthèse des résultats obtenus et par la proposition de différentes perspectives possibles pour la poursuite de l'étude.

Chapitre 1

Aérodynamique des corps à profil épais et stratégies de contrôle : Eléments bibliographiques

On propose dans ce chapitre, de poser les bases de ce qui constitue le cadre de notre étude. Pour ce faire, il est séparé en trois parties distinctes, mais qui sont liées les unes aux autres. La première partie est consacrée au contexte général dans lequel se place notre projet, à savoir le contrôle d'un sillage turbulent massivement décollé. Ce domaine possède de nombreux champs d'application comme l'architecture, le transport, le génie civil et bien d'autres encore. Afin d'introduire notre propos et avant d'aborder l'aspect scientifique et technique développé dans cette thèse, on propose d'étudier plus en détail la problématique inhérente au transport qu'il soit aérien ou automobile. Ce domaine constitue un cas applicatif particulier possible pour les dispositifs de contrôle d'écoulement et donc pour notre étude.

Cependant, ce type d'application fait intervenir des mobiles aux formes complexes. D'un point de vue aérodynamique, cela se traduit par un ensemble de processus physiques interdépendants et particulièrement difficiles à appréhender encore à l'heure actuelle. C'est pourquoi on leur préfère souvent, dans le cadre du développement de nouveaux dispositifs de contrôle des géométries simplifiées et surtout mieux référencées telles que les cylindres. Cela nous amène donc à la seconde partie de ce chapitre qui porte sur la description des mécanismes physiques qui régissent l'écoulement autour et dans le sillage des corps à profils épais que sont les cylindres. On s'intéresse en premier lieu au cylindre à section circulaire qui est l'un des profils de référence en aérodynamique et qui a fait l'objet de nombreuses études depuis plus d'un siècle. Cela nous permet d'introduire également le profil sur lequel nous avons porté notre intérêt, le cylindre à section carrée. Les processus impliqués dans le sillage de l'un et l'autre de ces obstacles suivent des évolutions similaires, ce qui rend leur description conjointe intéressante. À ce titre, une revue bibliographique qui se veut non exhaustive est proposée en guise d'introduction et sera complétée tout au long du manuscrit.

Enfin, il convient de faire le lien entre les caractéristiques de l'écoulement autour d'un profil de forme cylindrique et les efforts aérodynamiques qui s'appliquent sur cet obstacle. Ce qui nous amène ensuite à aborder le cœur de la problématique de cette thèse, c'est-à-dire le contrôle d'écoulement. La troisième et dernière partie de ce chapitre est donc consacrée à la description des efforts aérodynamiques et plus particulièrement à la traînée. Une méthode d'évaluation de la traînée par analyse du sillage

est également introduite. Enfin, ce chapitre se conclut par une présentation des différentes stratégies de contrôle d'écoulement développées jusqu'à présent. Notre propos est illustré à l'aide d'un certain nombre d'exemples extrait de la littérature abondante sur le sujet.

1 Contexte de l'étude

À l'heure actuelle, la société est mise à l'épreuve de deux défis de taille et intimement liés, l'un est démographique, l'autre écologique et économique. La figure 1.1 donne une estimation de l'évolution de la population mondiale à l'horizon 2030 et 2050. On voit que globalement, la population mondiale augmenterait d'un tiers d'ici à 2050. Avec cette augmentation, émergent de nombreux besoins en terme d'alimentation, d'accès à l'eau, d'éducation,... Et, bien sûr, de transport. La figure 1.2(a) illustre cette augmentation de la demande, car elle représente l'évolution de l'an 2000 à 2050 du nombre de kilomètres parcourus par an, à l'échelle mondiale. On y voit que d'ici à 2050, le nombre de kilomètres parcourus devrait plus que doubler par rapport à sa valeur de départ. Cette figure met également en valeur l'émergence de pays et régions telles que la Chine, l'Inde et l'Amérique latine en terme de demande pour le transport individuel. En effet, d'après ces estimations, la demande de la Chine dépasserait celle de l'Europe, d'ici à 2050. En complément, la figure 1.2(b) traduit la répartition des kilomètres parcourus en fonction des différents moyens de transport. On remarque ici, une explosion de la part des véhicules individuels, du fret et du transport aérien.

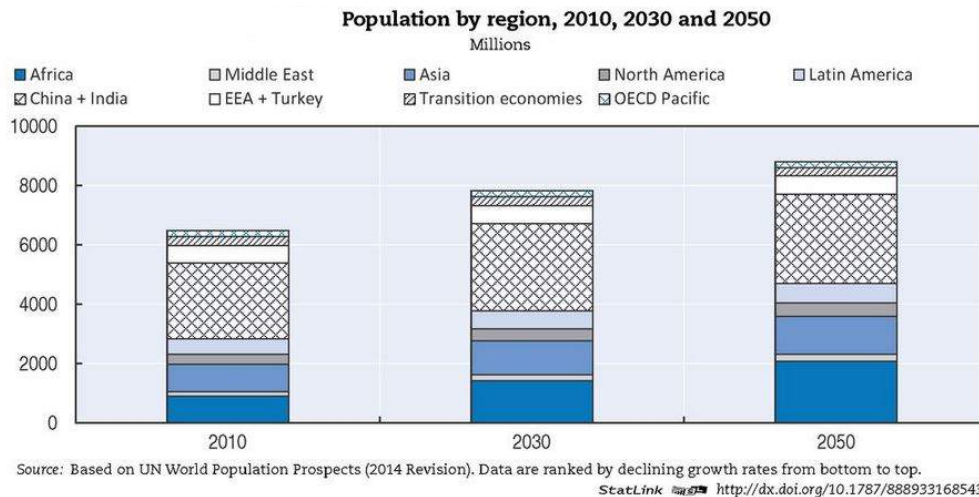
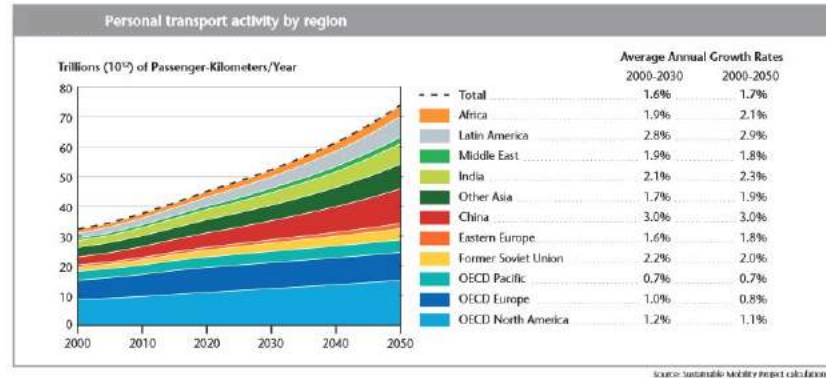
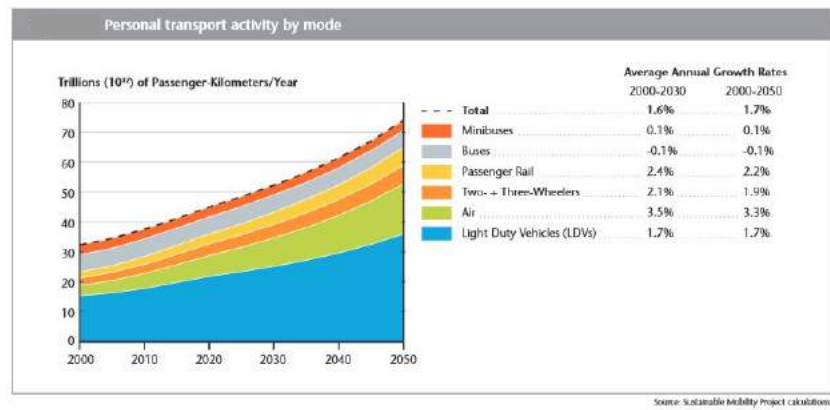


FIGURE 1.1 – Estimation de l'évolution de la population à l'horizon 2030 et 2050.

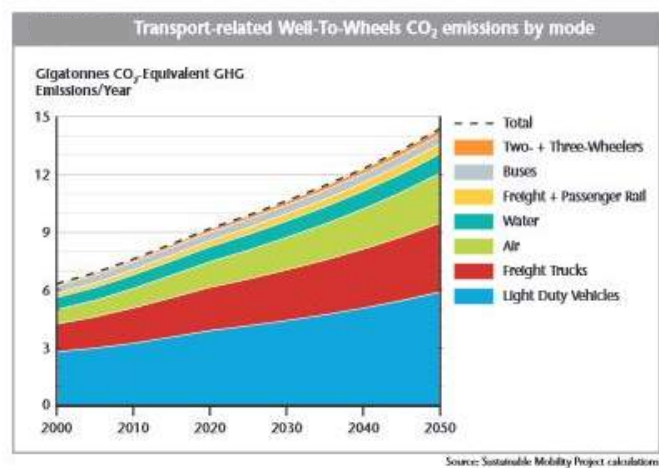
Si l'on ajoute à cela le fait que le transport représente à lui seul 20% de la consommation totale d'énergie (Source : Energy Information Administration ou EIA) et 54% de la consommation totale de pétrole (source : IFP Énergies Nouvelles ou IFPEN). En conservant le mode de consommation actuelle, cela se traduirait inévitablement par une explosion des émissions de dioxyde de carbone (CO_2) et de polluants, comme il est décrit sur la figure 1.2(c). Or le CO_2 est aujourd'hui clairement identifié comme le gaz ayant la contribution la plus importante à l'accroissement de l'effet de serre. L'augmentation significative de sa concentration dans l'atmosphère entraînerait donc inévitablement une hausse des températures à la surface du globe terrestre couplée à une augmentation du niveau de la mer. C'est ce



(a)



(b)



(c)

FIGURE 1.2 – (a) Évolution du nombre de kilomètres parcourus par an et par région du globe. (b) Évolution du nombre de kilomètres parcourus par an répartis par moyen de transport. (c) Émission de CO₂ par an, en fonction des différents moyens de transport.

qu'illustre la figure 1.3, extraite de [2] et sur laquelle est représenté un des scénarios de l'évolution de la température en surface. C'est ce phénomène qui est communément appelé réchauffement climatique.

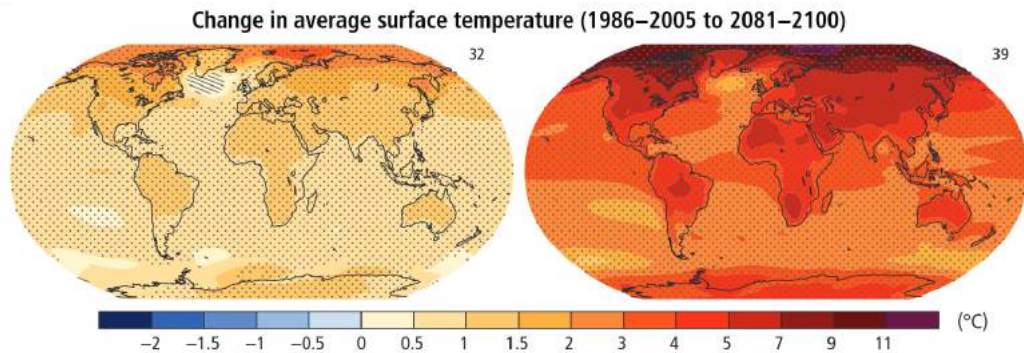


FIGURE 1.3 – Évolution projetée de la température en surface pour la fin du 21^{ème} siècle comparée à la période 1986-2005. Scénario d'après [2].

On peut noter que parallèlement, les ressources de pétrole, qui restent encore aujourd'hui la source d'énergie principale utilisée dans les transports, sont limitées. Les réserves mondiales atteindraient vraisemblablement 1 200 milliards de barils, soit l'équivalent de 34 à 40 ans de consommation au rythme actuel (source : IFPEN). Du fait que les ressources sont limitées et que la demande en transport explose mondialement, on peut donc raisonnablement s'attendre à ce que le prix du pétrole soit amené à croître rapidement dans les prochaines décennies, comme l'illustre la figure 1.4. Afin de mieux comprendre les conséquences d'une explosion du prix du pétrole, on propose un rapide calcul. Dans le contexte du transport routier de marchandises, par exemple, on estime qu'un véhicule poids lourd consomme en moyenne 27 litres tous les 100 km et parcourt annuellement 200 000 km, ce qui correspond à une consommation annuelle de 54 000 litres de carburant. Pour une société de transport possédant 100 véhicules, une augmentation de 0,1€ sur le litre de carburant revient à un impact direct du coût du carburant sur le chiffre d'affaire annuel de 540 000€. Cet exemple permet de mieux comprendre les conséquences directes qu'une augmentation rapide du prix du pétrole pourrait avoir sur l'industrie des transports et l'intérêt de développer des véhicules économes en carburant.

La prise en compte de toutes ces limites a poussé les autorités à d'ores et déjà mettre en place des actions drastiques, notamment en ce qui concerne le transport routier en Europe avec la ratification du protocole de Kyoto dès les années 1990 ou encore avec l'instauration des normes Euro. Ces dernières fixent principalement le rejet maximal toléré de polluants sur les véhicules neufs et ne sont donc pas suffisantes en elles-mêmes. Le développement et l'utilisation de carburants alternatifs tels que les bio-carburants, le développement de la pile à combustible ou des véhicules électriques apparaissent également comme des solutions alternatives dans l'absolu, pour s'affranchir de la dépendance au pétrole et à ses dérivés. Néanmoins, une autre stratégie complémentaire consiste à réduire la consommation des véhicules qu'ils soient routiers ou aériens.

Quelle place pour l'aérodynamisme dans ce problème ? En effet, d'instinct on peut être amené à penser que la réduction de la consommation d'un véhicule passe forcément par l'amélioration de son système de propulsion et de son rendement. Cependant, on peut également adopter un raisonnement inverse (et toutefois complémentaire) en cherchant à réduire la puissance que le système de propulsion doit générer. Par extension, cela consiste à essayer de limiter les efforts qui s'opposent à l'avancement du véhicule. L'un de ces efforts découle directement de l'interaction entre le mobile qui se

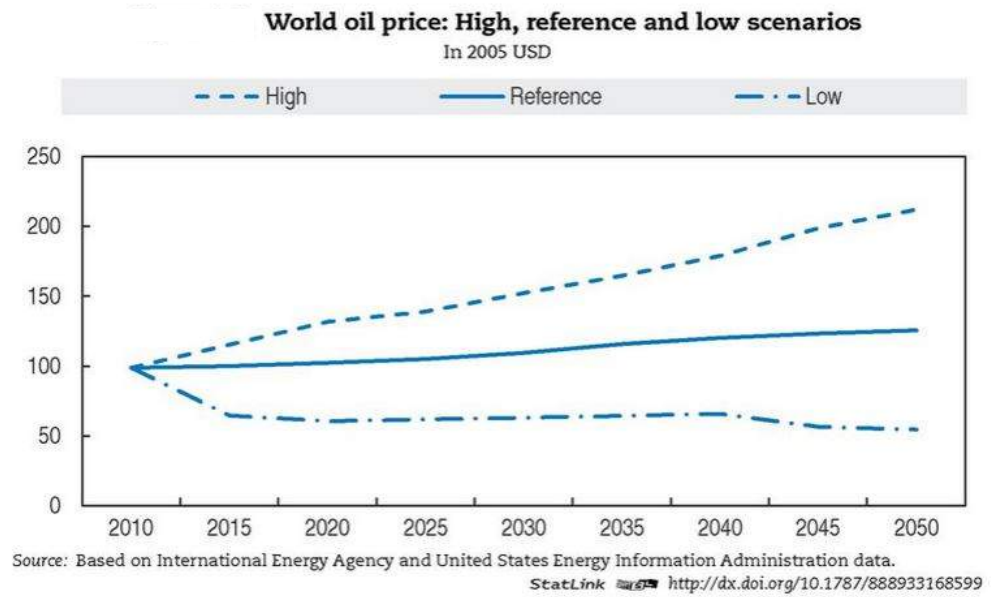


FIGURE 1.4 – Prédiction de l'évolution du prix du baril de pétrole en USD de 2010 à 2050.

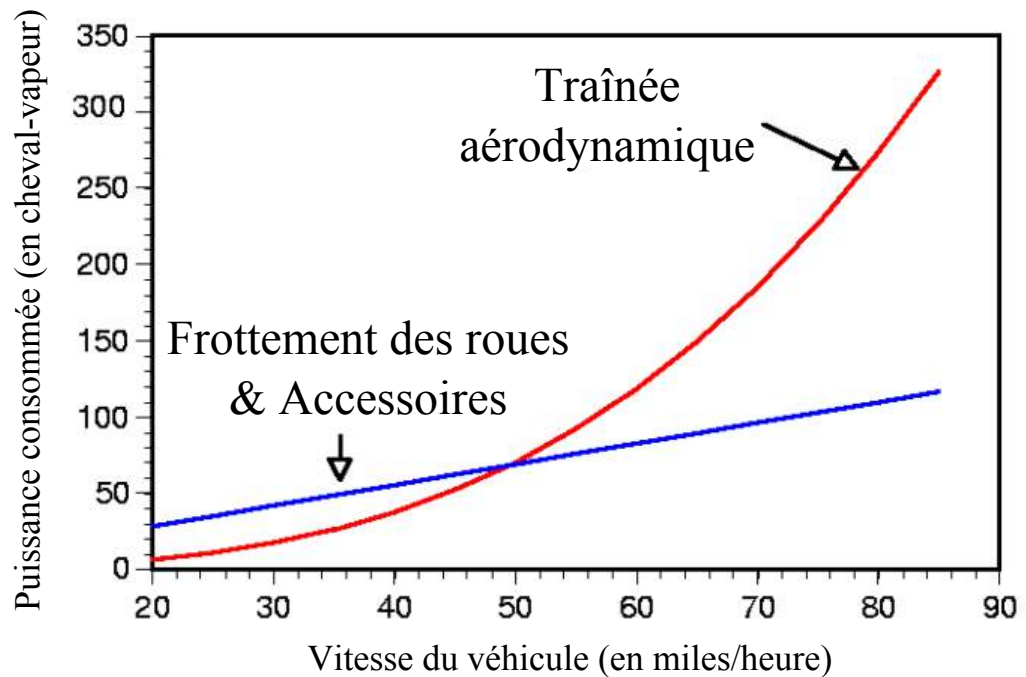


FIGURE 1.5 – Évolution de la puissance consommée pour surmonter la traînée aérodynamique comparée à celle consommée pour alimenter les accessoires et surmonter les frottements des roues sur le sol en fonction de la vitesse pour un camion (coefficient de traînée de 0,6). Cette figure est adaptée à partir de [94].

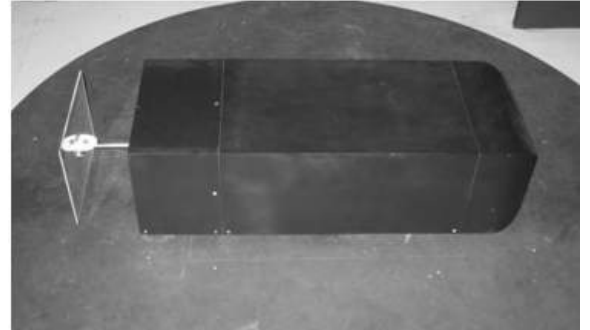
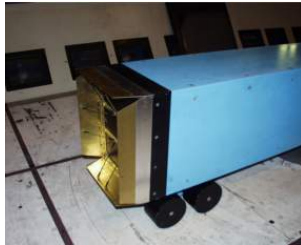
déplace et le fluide qui l'entoure et est connu sous le terme de traînée. On préfère souvent s'appuyer sur le coefficient de traînée pour caractériser la force de traînée qui s'exerce sur un mobile. Ce coefficient normalisé est défini comme le rapport entre l'effort de traînée, D et un produit faisant intervenir la vitesse relative U_∞ et la masse volumique ρ du fluide ainsi que la surface de référence du mobile S_f :

$$C_D = \frac{D}{0,5\rho U_\infty^2 S_f}.$$

Dans le contexte du transport routier, si on s'intéresse à la figure 1.5 adaptée de [94], on se rend compte que pour un véhicule dont le coefficient de traînée est de l'ordre de 0,6 (ce qui correspond à un camion ou un véhicule utilitaire), dès lors que l'on se déplace à une vitesse importante (supérieure à $80 \text{ km}\cdot\text{h}^{-1}$, si on prend $1 \text{ miles} \approx 1609 \text{ m}$), la puissance consommée pour surmonter la traînée aérodynamique devient majoritaire vis-à-vis des autres sources de consommation. Le domaine de l'aéronautique n'est pas en reste, puisqu'il est considéré qu'une réduction de 20% de la force de traînée en particulier lors des phases de décollage et d'atterrissage, entraînerait une économie annuelle de carburant de l'ordre d'un milliard de dollars rien que pour l'aviation civile aux États-Unis [57]. Ces exemples concrets représentent bien l'intérêt que l'on a d'agir sur l'aérodynamisme du véhicule.

Il y a deux voies possibles pour cela, soit en agissant directement sur sa forme, soit en lui ajoutant des appendices ou autres systèmes qui agiront sur l'écoulement. Dans le contexte automobile et aéronautique, de nombreuses solutions sont d'ores et déjà en cours de développement comme en témoignent les figures 1.6 et 1.7. On peut commencer par citer les travaux de McCallen et al. [94], dont le dispositif expérimental est reporté sur la figure 1.6(a). Des essais en soufflerie ont été menés sur un modèle de camion munis de volets fixes placés sur la partie arrière de la remorque. L'utilisation d'une remorque "abaissée" (ou lowboy trailer) a également été étudiée. Ils estiment ainsi que pour une utilisation couplée des deux dispositifs une réduction de traînée potentielle de l'ordre de 25% peut-être atteinte. Gilléron et Kourta [60] ont quant à eux testé l'utilisation de plaques verticales déportées par rapport au modèle et placées à l'avant et à l'arrière d'un corps de Ahmed à culot droit. Le corps de Ahmed [3] est une géométrie simplifiée dont les proportions sont comparables à celles d'un véhicule réel, mais sans aucun appendice. Dans le cas où le culot (la partie arrière) est droit, on considère que cette forme permet de conserver les caractéristiques principales du sillage d'un véhicule de type utilitaire ou monospace. Avec un culot incliné à 25° , le sillage obtenu est comparable à celui rencontré pour une berline. Il est intéressant de remarquer que la position des plaques proposée par Gilléron et Kourta pourrait s'apparenter à des pares-chocs déportés comme on peut le voir sur la figure 1.6(b). L'investigation du champ de vitesse autour des modèles contrôlés et des mesures de balances ont permis de montrer que l'utilisation des plaques permettait une réduction de la traînée pouvant atteindre 45% pour les plaques avant et 28% pour les plaques arrières.

Aider, Beaudoin et Wesfried [4], installent des générateurs de vortex sur le toit d'un corps de Ahmed avec un culot arrondi, comme l'illustre la figure 1.6(c). Les générateurs de vortex sont des dispositifs qui permettent de générer des structures vorticitaires dans la couche limite turbulente, ce qui entraîne un transfert de quantité de mouvement vers la paroi du mobile. Le contrôle est réalisé à la fois de manière passive et de manière active à l'aide d'une motorisation permettant de changer l'angle entre les générateurs de vortex et le corps de Ahmed. Ils mettent en évidence à la fois une diminution significative de la traînée et de la portance et relient cette amélioration des performances aérodynamiques à une modification de la topologie de l'écoulement dans le sillage du modèle. Dans [4] et [5], l'implémentation de tels dispositifs sur un véhicule réel est également discutée, comme l'illustre la photo de la figure 1.6(c) qui représente des générateurs de vortex placés sur le pavillon du concept-



(a)

(b)



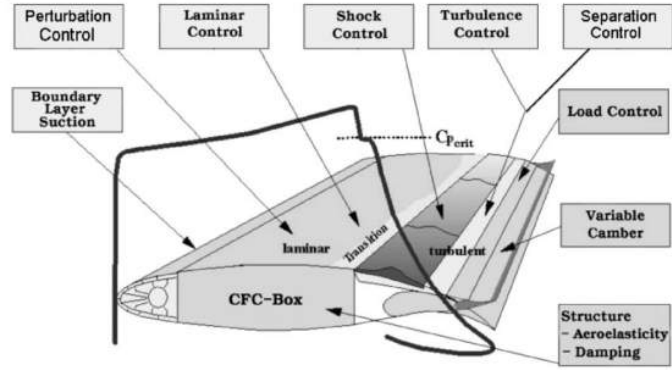
(c)

(d)

FIGURE 1.6 – Exemples de dispositifs de contrôle avec application à visée automobile. Figures adaptées de (a) [94], (b) [60], (c) [5, 4] et (d) [55].

car Citroën C-Sportlounge. Enfin, Fourrié et al. [55] proposent quant à eux, de contrôler le sillage d'un corps de Ahmed muni d'un culot à 25° à l'aide d'un déflecteur comme illustré sur la figure 1.6(d). La position angulaire du déflecteur est comprise entre 0° (position du déflecteur horizontal) et -25° (position du déflecteur confondue avec la lunette du modèle). Pour ce type de contrôle et dans la position optimale qui correspond à 0° , une diminution de la traînée de 9% et une modification de la topologie du sillage du modèle sont obtenues. On pourra remarquer qu'en ce qui concerne les applications de type automobile, les dispositifs de contrôle sont presque toujours placés à l'arrière du véhicule. Ceci s'explique par le fait que les différentes structures tourbillonnaires se formant à cet endroit contribuent à hauteur de 30% de la traînée aérodynamique totale subie par le véhicule. On notera que dans ce contexte, les autorités européennes ont d'ores et déjà voté en 2013 un amendement à la réglementation en cours afin d'autoriser l'utilisation d'artifices aérodynamiques à l'arrière des véhicules automobiles, [1].

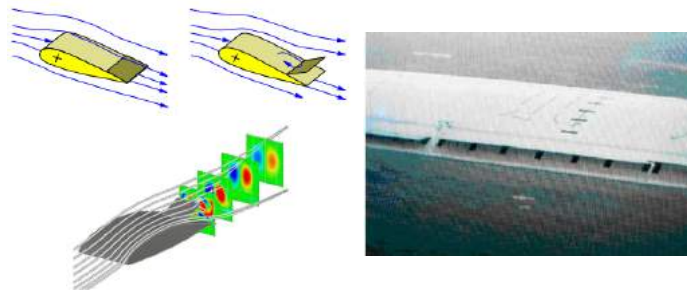
Alors que dans le cas d'une application automobile, les dispositifs de contrôle sont développés majoritairement pour agir sur la traînée dite de pression produite à l'arrière du véhicule, dans le



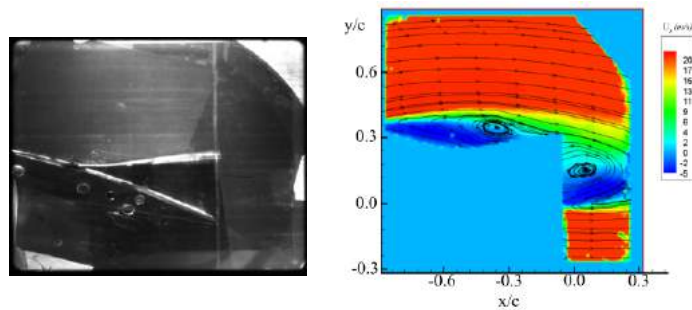
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 1.7 – Exemples de dispositifs de contrôle avec application à visée aéronautique. Figures adaptées de (a) et (b) [140], (c) [133] et [93].

cas d'une application aéronautique, la problématique est quelque peu différente. En effet, pour cette application, il s'agit non seulement de réduire la traînée, mais également de ne pas dégrader voir d'augmenter la force de portance. Cette dernière est essentielle, puisque c'est elle qui permet d'assurer le vol de l'engin. Pour le contrôle d'une aile d'avion, l'idée peut-être dans un premier temps d'agir sur développement de la couche limite sur l'extrados (la partie supérieure) de l'aile. Une autre action peut-être de retarder la transition d'un régime laminaire vers un régime turbulent de cette couche limite. Ces phénomènes participent à la génération de la traînée liée aux frottements du fluide. Un exemple de dispositif de contrôle développé dans les années 1980 sont les riblets. Leur principe est basé sur une modification de l'état de surface du profil, en y incluant des stries longitudinales (dans le sens de l'écoulement). Ces stries ont pour effet de restreindre les mouvements longitudinaux des tourbillons qui peuvent se développer à la proximité de la paroi ce qui se traduit par une réduction de la traînée de frottement [144]. Il est à noter que ce type de dispositif est similaire aux protubérances existantes sur la peau de requin, ce qui a donné lieu au développement de riblets "bio-inspirés" [17].

Une action peut également être menée sur la traînée de pression qui devient majoritaire lorsque des phénomènes de décollements apparaissent au niveau de l'extrados. Ces décollements sont générés lorsque l'aile est placée à forte incidence (ce qui correspond aux phases de décollage et d'atterrissage pour l'aviation civile par exemple) et entraîne simultanément une diminution significative de la portance et une augmentation de la traînée. On peut citer les travaux de Stanewsky [140] qui répertorie les principales stratégies de contrôle développées pour le contexte aéronautique. À ce titre, les figures 1.7(a) et 1.7(b) tirées du même article, donnent une bonne idée des moyens d'action possibles. Nous allons principalement nous intéresser dans la suite de ce paragraphe, à des dispositifs du type de celui proposé sur la figure 1.7(b). Il s'agit de volets, placés sur la partie arrière de l'extrados de l'aile laissée libre de pivoter autour de leur bord d'attaque. Lorsque l'écoulement est attaché, les volets sont rabattus et modifient peu la géométrie du profil. Lorsque l'écoulement est décollé, les volets sont activés (i.e. se soulèvent) et interagissent avec l'écoulement. Ce dispositif est inspiré d'un phénomène similaire de soulèvement d'une partie des plumes de l'extrados sur les ailes de certains oiseaux en conditions de vent défavorables [17]. Schatz et al. [133] proposent une étude des performances de ce type de dispositif qui se conclut par des résultats d'essais en vol comme on peut le voir sur la figure 1.7(c). Leurs études expérimentale et numérique complétées par des essais en vol mettent en évidence une augmentation de la portance de l'ordre de 10% obtenue grâce au dispositif de contrôle. Avec un dispositif équivalent adapté sur un profil NACA0015 (voir figure 1.7(d)), Mazellier et Kourta [93] observent une amélioration globale des performances aérodynamiques de l'ordre de 20%. Leurs mesures de l'écoulement montrent également que la présence des volets induit une réduction du sillage liée à la diminution de traînée de pression mesurée. Le dispositif développé dans le cadre de cette thèse adopte un principe similaire.

Enfin une des dernières mouvances en terme de contrôle appliqué à l'aéronautique est l'utilisation de profils déformables qui permettent une optimisation de la forme de l'aile en temps réel, comme celle que l'on peut observer sur les ailes des oiseaux. Le développement d'une telle technique de contrôle est rendu possible par l'émergence en parallèle de matériaux dit "intelligents". Chinaud et al. [36] par exemple, s'intéressent aux effets de la déformation d'une plaque plane par des actionneurs composés d'alliages à mémoire de forme sur le sillage proche de cette dernière. Ils ont ainsi montré que la déformation de la plaque engendrait une modification des structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement qui se développent dans le sillage après le bord de fuite de la plaque. Ce phénomène traduit le potentiel de tels dispositifs pour la réduction du bruit généré par l'interaction des différentes structures tourbillonnaires produites au niveau du bord de fuite des ailes des avions. Il

est intéressant de remarquer que les dispositifs de contrôle développés dans le cadre d'une application à visée aéronautique sont souvent basés sur des observations effectuées dans la nature. De plus, même si dans cette partie, nous nous sommes principalement concentrés sur l'amélioration des performances aérodynamiques (i.e. la réduction de traînée et/ou l'augmentation de portance), le dernier exemple proposé montre que le potentiel du contrôle d'écoulement ne se réduit pas uniquement à cet aspect. L'existence de structures vorticitaires à proximité de l'avion ou de l'automobile induit des vibrations qui peuvent engendrer du bruit acoustique et une fatigue structurelle. En interagissant avec l'écoulement de manière adaptée, les dispositifs de contrôle peuvent également permettre de réduire ces vibrations.

Cette partie introductive nous a donc permis de montrer que, dans le contexte économique et écologique actuel, il existe un véritable intérêt à développer des dispositifs de contrôle pour une application au domaine des transports qu'il soit automobile ou aérien et dans ce sens de nombreuses solutions ont déjà montré leur efficacité. Cependant, il n'est pas suffisant de s'arrêter à ce simple constat, il est également nécessaire de chercher à mieux comprendre les mécanismes responsables de la production de traînée afin de développer des stratégies de contrôle adaptées, c'est l'orientation que l'on a voulu prendre dans le cadre de ce travail. Cette compréhension dépend de la connaissance des phénomènes physiques mis en jeu. Si les calculs et les résultats proposés jusqu'ici sont simples à appréhender, les phénomènes physiques qui en découlent ne sont pas pour le moins complexes. Le lecteur avisé observera que la plupart des exemples proposés sont appliqués à des géométries simplifiées, le corps de Ahmed dans le cas d'une application automobile par exemple ou un profil d'aile seul dans le cas d'une application aéronautique. L'idée derrière cela est de simplifier la topologie de l'écoulement et de découpler les phénomènes qui interagissent entre eux, tout en conservant les caractéristiques principales du sillage de l'objet étudié. D'un point de vue aérodynamique, les mobiles sont des corps épais dont le sillage est caractérisé par d'importants décollements, leur sillage est turbulent, instationnaire et tridimensionnel. Au moment de déterminer sur quel type d'obstacle nous allons adapter notre dispositif de contrôle, le choix subjectif a été fait d'utiliser une forme académique simple et nominalement bidimensionnelle : le cylindre à section carrée.

En effet, cette géométrie possède un sillage turbulent massivement décollé. Deux zones de décollement sont générées sur le côté du cylindre, le point de décollement étant fixé au niveau des arêtes de l'obstacle. Le sillage est dominé par un lâcher tourbillonnaire dont la fréquence est facilement identifiable. De manière similaire à ce qui est observé pour une automobile ou une aile à forte incidence, les efforts sont pilotés par la modification du champ de pression et de ses fluctuations. On respecte donc la contrainte principale qui est de conserver les caractéristiques de l'écoulement primaire qui nous intéresse. De plus, vis-à-vis du cylindre à section circulaire qui reste la géométrie des corps bidimensionnels la plus étudiée, le fait d'avoir une section carrée avec des points de décollement fixes rendait l'intégration du dispositif de contrôle plus aisée. D'un point de vue purement académique, nous avons également fait le constat que cette géométrie était moins référencée, en dépit de l'intérêt de son étude d'un point de vue autant expérimental que numérique. L'idée était donc, dans une moindre mesure, d'apporter notre contribution à la littérature existante consacrée à l'étude du sillage du cylindre à section carrée. Enfin, le cas des transports ne représente qu'un cas applicatif particulier du dispositif de contrôle développé pour cette étude. Il existe de nombreuses applications industrielles faisant intervenir des formes cylindriques que ce soit dans le domaine du génie civil (ponts, mâts d'éolienne,...), du nucléaire, de l'industrie pétrolière (pipelines),... Pour ces différents domaines, la problématique des interactions entre l'écoulement fluide et la structure est prépondérante. En effet, les instabilités induites par le détachement tourbillonnaire engendrent des vibrations indésirables qui sont potentiellement destructrices. L'atténuation voir la suppression de ces vibrations par l'utilisation d'un dispositif

de contrôle adapté est donc également d'intérêt. Prendre comme objet de notre étude un obstacle cylindrique était donc également un moyen de ne pas limiter son champ applicatif à un seul domaine, mais au contraire de rester ouvert à d'autres applications possibles.

2 L'aérodynamique des corps académiques à profil épais

2.1 Un peu d'Histoire

De tout temps, la mécanique des fluides a suscité l'intérêt des scientifiques. On peut par exemple cité les travaux d'Archimède qui posa les bases de la statique des fluides plus de deux siècles avant notre ère. Cette évolution s'est poursuivie plusieurs siècles plus tard avec Léonard de Vinci qui pour sa part, fut le premier à décrire les écoulements turbulents au XV^e siècle. Pascal au XVII^e siècle poursuit et enrichit les travaux qu'avait entrepris Archimède, mais c'est vraiment au XVIII^e et XIX^e siècle que ce domaine connut sa véritable expansion, soutenue par les travaux théoriques et mathématiques de Newton, Bernoulli, Euler, d'Alembert, Navier, Stokes et les travaux expérimentaux sur la couche limite de Prandtl et Blasius pour n'en citer que quelques-uns.

L'étude de l'évolution d'un écoulement autour d'un obstacle est ainsi un sujet de recherche récurrent depuis le XIX^e siècle. En effet, rappelons que lorsqu'un mobile se déplace dans un fluide (ou à l'inverse qu'un fluide se déplace autour d'un obstacle, comme c'est le cas en soufflerie), il vient perturber l'écoulement naturel qu'il traverse. En conséquence à ce déplacement, le corps va subir des contraintes liées à la fois au frottement fluide et à la modification du champ de pression qui l'entoure. La contribution de l'une ou l'autre de ces contraintes dépend principalement de la forme du mobile. Parallèlement à l'apparition de ces contraintes, des structures tourbillonnaires d'échelles de temps et d'espace très diversifiées vont apparaître. L'un des premiers scientifiques connu pour s'être intéressé à ce phénomène est V. Strouhal qui en 1871 proposa pour la première fois l'étude du développement du lâcher tourbillonnaire à l'arrière d'un cylindre à section circulaire. Il reste aujourd'hui en héritage de ses travaux, un nombre sans dimension, le nombre de Strouhal défini comme le rapport :

$$St = \frac{fH}{U_\infty}, \quad (\text{E-1.1})$$

où f désigne la fréquence du phénomène observé, celle du lâcher tourbillonnaire dans le cas d'un cylindre par exemple, H une échelle caractéristique de l'écoulement définie arbitrairement (pour un cylindre, on prendra son diamètre en première approximation) et U_∞ la vitesse caractéristique de l'écoulement en amont de l'obstacle étudié.

Ces travaux furent suivis quelques années plus tard par ceux d'Osborne Reynolds. O. Reynolds se posa par le biais de ces différentes études comme l'un des pionniers de la mécanique des fluides et jusqu'à nos jours, l'un des plus cités. Dès 1883, il est le premier à proposer un critère expérimental caractérisant la dynamique des écoulements fluides [123] et en particulier la nature du régime de ces derniers. En effet, le critère déterminé par O. Reynolds et défini par l'équation E-1.2, fait le lien entre U_∞ , H et la viscosité cinématique du fluide ν :

$$Re = \frac{U_\infty H}{\nu}. \quad (\text{E-1.2})$$

Ce critère est donc un indicateur pour la caractérisation du passage d'un transport diffusif dominant ($Re \ll 1$) vers un transport convectif dominant ($Re \gg 1$). Il peut aussi être vu comme le rapport entre

les efforts d'inertie s'exerçant sur le fluide et ceux liés à la viscosité et a depuis été adopté par l'ensemble de la communauté scientifique sous le nom de nombre de Reynolds. Ce nombre permet également de déterminer la gamme des échelles des structures qui se développent dans l'écoulement. À ce titre, il permet d'établir le régime d'écoulement du fluide considéré et en particulier de déterminer si l'écoulement peut-être considéré comme turbulent ou non. Plus que cela, le principe de similitude des modèles réduits autorise une comparaison topologiques des écoulements dès lors qu'ils sont pris à des nombres de Reynolds équivalents. L'intérêt est alors de pouvoir modéliser les propriétés aérodynamiques d'un objet réel à travers des essais en soufflerie à Re équivalent.

2.2 Un obstacle de référence : le cylindre à section circulaire

Lorsqu'un écoulement fluide est perturbé par un obstacle, il se crée en aval de ce dernier un sillage dont les caractéristiques dépendent du nombre de Reynolds et de celle que soit sa forme. Pourtant, l'un des écoulements les plus étudiés reste celui autour d'un cylindre à section circulaire, ce qui en fait un cas de référence académique. On se propose ici une présentation succincte des différents régimes de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. Pour une description exhaustive, on renvoie le lecteur vers la revue bibliographique de Williamson [161] ou les ouvrages de Zdravkovich [165, 166].

- Si $Re \leq 5$:** l'écoulement est symétrique et laminaire, on parle d'*écoulement rampant*. Dans ce régime, ce sont les effets visqueux qui dominent, le fluide suit la géométrie de l'obstacle. L'écoulement présente une symétrie par rapport à l'axe central du cylindre (axe longitudinal) à l'amont comme à l'aval de ce dernier (voir figure 1.8(a)).
- Si $5 \leq Re \leq 48$:** apparition d'un sillage formé d'une paire de tourbillons stables qui résultent du détachement de la couche limite de la surface du cylindre, on parle alors de *régime stationnaire décollé* (voir figure 1.8(b)). L'écoulement reste stationnaire et symétrique par rapport à l'axe central. À mesure que Re augmente le point de décollement se déplace vers l'amont du cylindre. Parallèlement, le point de "rattachement", défini comme le point où la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central en aval du cylindre, augmente. L'abscisse de ce point est désignée sous le terme de longueur de recirculation, L_f .
- Si $48 \leq Re \leq 180$:** un détachement périodique des tourbillons apparait, ce phénomène résulte d'une instabilité que l'on qualifie de globale ou absolue. Ce détachement est plus connu sous le nom de l'allée de Von Kármán, pour laquelle l'écoulement est antisymétrique, bidimensionnel et caractérisé par une périodicité fortement prononcée, on parle alors de *régime laminaire instationnaire* (voir figure 1.8(c)). On peut tout de même noter qu'avant que Théodore Von Kármán ne s'intéresse à l'analyse théorique de ce phénomène en 1912, il avait déjà été observé par le français Henri Bénard en 1908 [18]. Pour ce régime, un pic se dégage dans le spectre temporel de la vitesse ou de la pression pris en point de l'écoulement, à la fréquence du lâcher tourbillonnaire. En accord avec la figure 1.9(a) tirée de [129], cette fréquence augmente avec le nombre de Reynolds. En moyenne, l'écoulement reste symétrique par rapport à l'axe longitudinal. Pour ce régime, la longueur de recirculation peut être définie à partir de la position du point où la vitesse moyenne longitudinale est nulle sur l'axe central en aval du cylindre. Comme la fréquence, cette longueur augmente avec le nombre de Reynolds, cette observation est en accord avec la figure 1.9(b) adaptée de [101].
- Si $180 \leq Re \leq 300$:** à partir du nombre de Reynolds critique dont la valeur varie en fonction de l'intensité de turbulence de l'écoulement, (cf. [25]), on commence à observer une ondulation

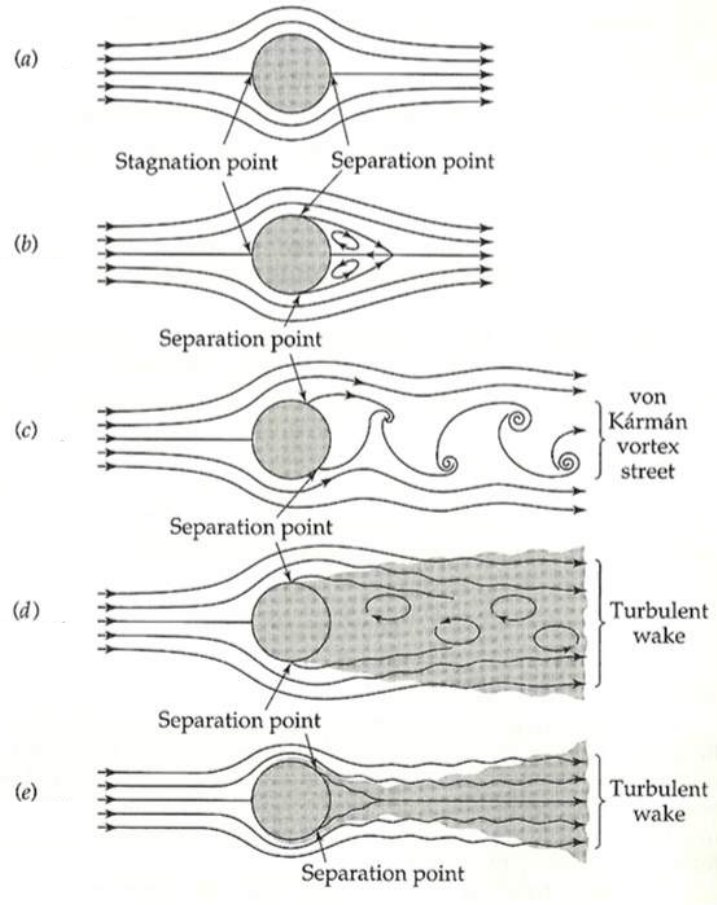
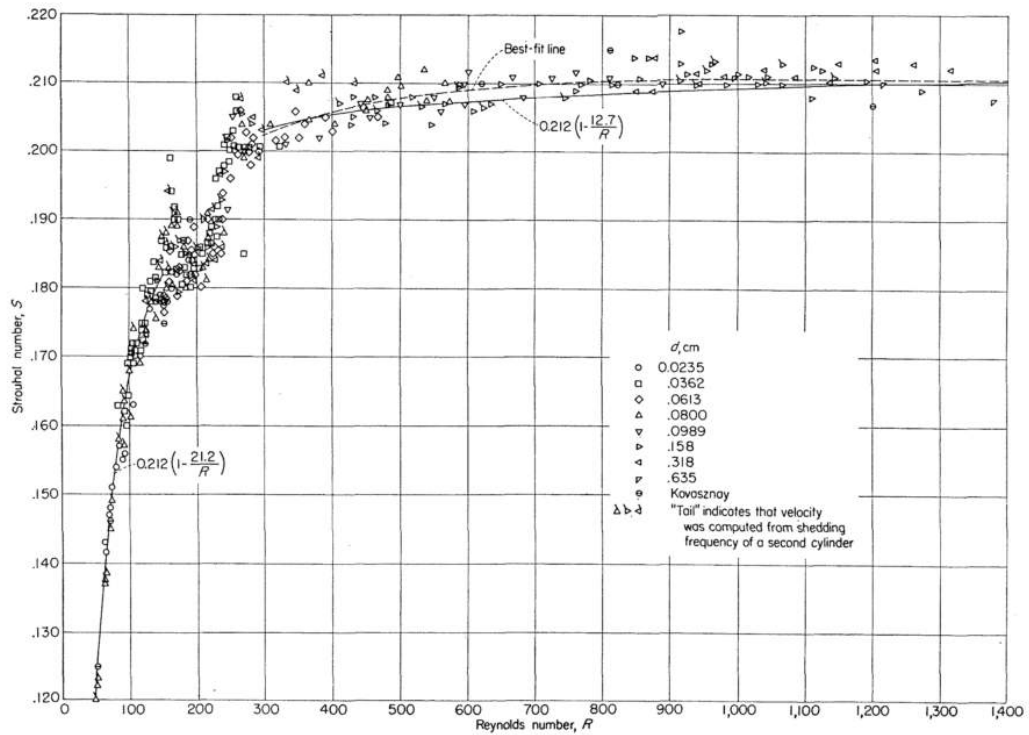


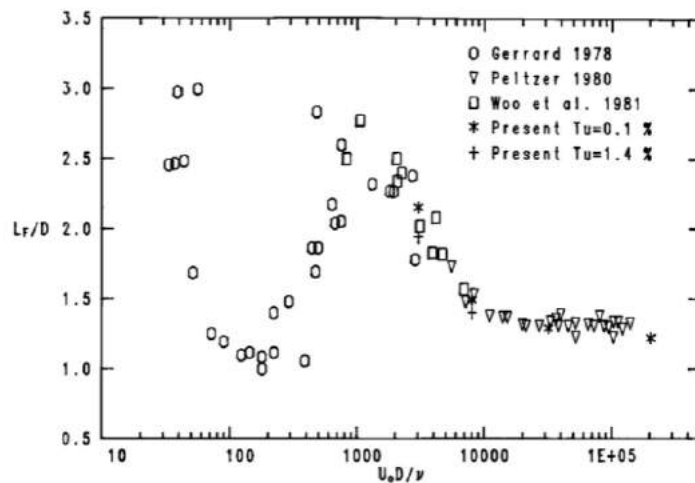
FIGURE 1.8 – Schéma illustrant les différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre à profil circulaire, adapté de [23].

des structures "giratoires" dans la troisième dimension de l'espace et l'apparition de tourbillons d'axes longitudinaux. On distingue alors deux modes d'instabilités, les modes A et B. Ce point particulier sera abordé au chapitre 4. Ce régime est dit *pseudo-périodique*.

Si $300 \leq Re \leq 2.10^5$: Pour ce régime dit *sous-critique*, le sillage est turbulent et des couches de cisaillement jaillissent de chaque côté du cylindre. Les instabilités des couches de cisaillement se développent d'abord de façon bi-dimensionnelle [29] et se déstabilisent ensuite en suivant le mécanisme des instabilités de Kelvin-Helmoltz (instabilités convectives, [79]) au fur et à mesure que Re augmente. Ces tourbillons interagissent alors de façon non-linéaire avec les instabilités absolues, l'écoulement présente un caractère dual, puisque composé à la fois d'un mouvement organisé et chaotique (voir figure 1.8(d)). Il est nécessaire, avant de continuer, de préciser ce que l'on entend par instabilités convectives et absolues dont traite les travaux de Huerre et Monkewitz [74, 73] par exemple. Ces instabilités résultent de la réponse de l'écoulement à une impulsion localisée. Une instabilité est considérée absolue lorsque la perturbation initiale qui la génère prend naissance en un point et se propage sur tout le domaine de l'écoulement. Ce phénomène la rend très difficile à contrôler. Au contraire, une instabilité sera dite convective



(a)



(b)

FIGURE 1.9 – (a) Évolution de St en fonction de Re pour un cylindre à section circulaire, adaptée de [129]. (b) Évolution de L_f en fonction de Re pour un cylindre à section circulaire, adaptée de [101].

quand la perturbation croît avec le temps, mais est convectée vers l'aval de l'écoulement. Dans ce cas, la zone où l'instabilité est introduite revient à un état non perturbé.

Pour un nombre de Reynolds supérieur à 1000 environ, on peut ainsi mesurer dans le sillage

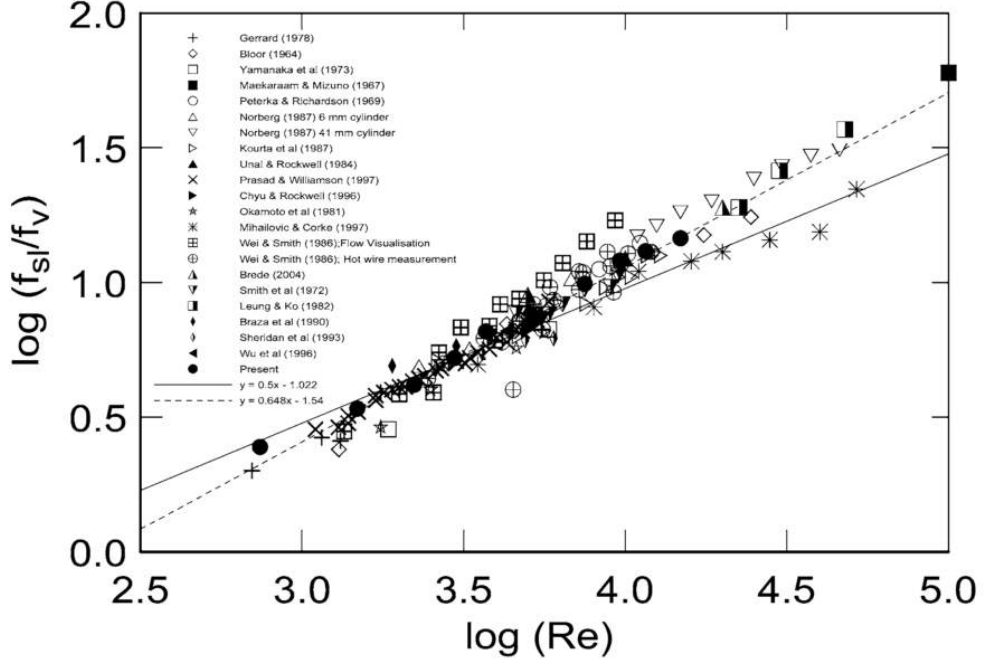


FIGURE 1.10 – Variation du rapport f_{KH}/f_{VK} en fonction de Re d'après [122].

proche du cylindre deux fréquences particulières : la fréquence fondamentale du sillage liée à l'instabilité absolue (tourbillons de Von Kármán), f_{VK} et la fréquence de la couche cisailée (tourbillons de Kelvin-Helmoltz), f_{KH} . La relation entre ces deux fréquences a fait l'objet de nombreuses études, à commencer par celle de Bloor [25] qui fut la première à proposer une relation entre ces deux paramètres de la forme :

$$f_{KH}/f_{VK} \propto Re^{0.5}. \quad (E-1.3)$$

Depuis, cette relation a été remise en question par Wei et Smith [157] qui observent une loi en $Re^{0.87}$. Kourta et al. [79] retrouvent une loi de la forme de celle proposée par Bloor par mesures au fil chaud. Prasad et Williamson [120] quant à eux, construisent empiriquement une loi de puissance en $Re^{0.67}$. Plus récemment, Rajagopalan et Antonia [122], proposent en comparant leurs résultats à ceux de la littérature (Voir figure 1.10) une loi en $Re^{0.65}$. Les disparités observées sur la figure 1.10, s'explique en partie par les différences des conditions expérimentales et numériques imposées pour les études comparées. L'effet du blocage sur le développement des instabilités de Kelvin-Helmoltz a été abordé par Braza et al. dans [29].

En parallèle, Kourta et al. [79] observent que pour Re compris entre 2.10^3 et $1,6.10^4$, les tourbillons de Von Kármán ne se forment pas directement à l'arrière du cylindre, mais au-delà d'une zone d'eau morte dont la longueur diminue quand le nombre de Reynolds augmente. Ces observations sont en accord avec les visualisations proposées par Unal. et al [149] et reportées sur la figure 1.11. Ce phénomène traduit une diminution de la longueur de recirculation, qui

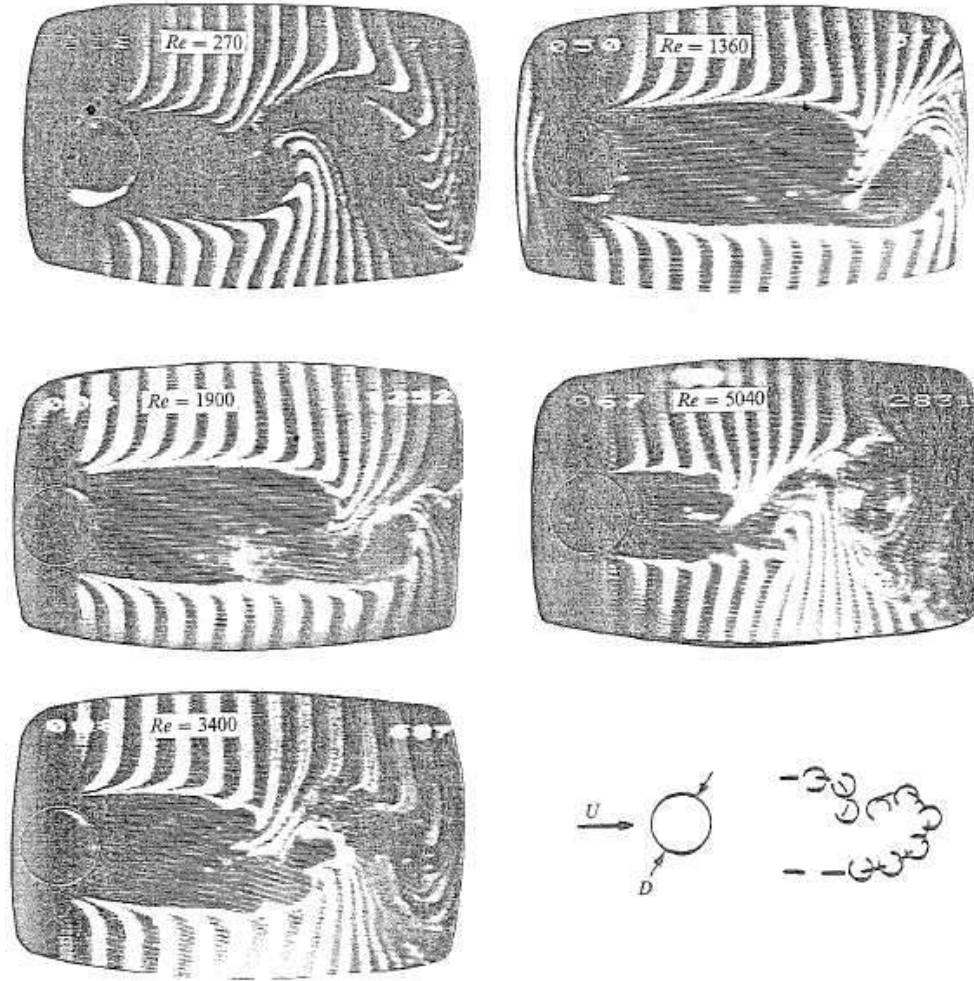


FIGURE 1.11 – Visualisation du sillage de l'écoulement pour un cylindre à profil rond, pour différents nombres de Reynolds, adapté de [149].

est à relier à une augmentation du coefficient de pression $-C_{Pb}$ défini comme suit :

$$C_{Pb} = \frac{P_b - P_S}{0,5\rho U_\infty^2} \quad (\text{E-1.4})$$

où P_b désigne la pression pariétale moyenne à la base du cylindre (à 180° du point d'arrêt) et P_S la pression pariétale moyenne au point d'arrêt. La figure 1.12 illustre la sensibilité de ce paramètre aux mécanismes tourbillonnaires du proche sillage, à travers son évolution en fonction du nombre de Reynolds. Bearman propose dans [13] que la longueur de formation et le coefficient $-C_{Pb}$ sont inversement proportionnels. Or les efforts que le fluide exerce sur le cylindre résultent en partie de l'action de la pression sur le cylindre par intégration de sa surface. Sachant que la traînée est également liée aux frottements visqueux. Au final, on peut donc en déduire qu'il existe une dépendance forte entre les efforts exercés sur le cylindre, les grandeurs caractéristiques de l'écoulement et la dynamique du sillage.

Si $Re > 2.10^5$: Au delà, on parle de *régime critique et super-critique*, les instabilités présentent

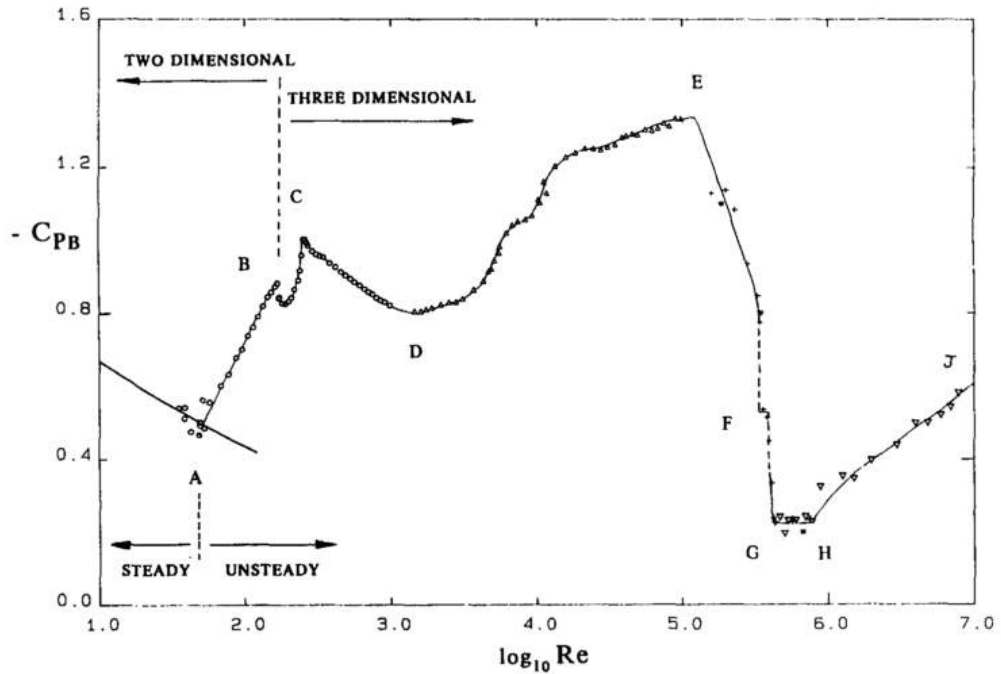


FIGURE 1.12 – Évolution du coefficient de pression à la base du cylindre ($-C_{pB}$) en fonction du nombre de Reynolds, d'après [161]

dans l'écoulement perturbé la couche limite du cylindre et repoussent le point de décollement en aval. À mesure que le nombre de Reynolds augmente, la couche limite devient complètement turbulente (voir figure 1.8(e)).

2.3 Le cylindre à section carrée

2.3.1 Géométrie et topologie de l'écoulement

Comme le cylindre à section circulaire, le cylindre à profil carré possède une géométrie 2D symétrique dans le plan (OXZ) où O représente l'origine du repère placé au centre de la face arrière du cylindre carré comme l'illustre la figure 1.13. Cependant, il possède la singularité d'être caractérisé par la présence de deux points de séparation symétriques l'un à l'autre et situés sur chacune des arêtes de la face avant du cylindre. À partir de ces points jaillissent deux couches de cisaillement soumises à un battement alternatif piloté par le lâcher tourbillonnaire qui se développe dans son sillage [89]. En moyenne, cela se traduit par l'existence de plusieurs zones de recirculation distinctes. Pour faciliter notre propos, on ne décrira la topologie de l'écoulement que pour le demi-cylindre relativement au plan de symétrie (OXZ). La première zone de recirculation se développe sur le côté du cylindre à proximité de la paroi. La seconde est identifiable à l'arrière, comme on peut le voir sur le schéma 1.14. Ces deux zones sont caractérisées en moyenne par la position du centre des structures tourbillonnaires (repéré par les points V_1 et V_2 sur le schéma pour les zones de recirculation situées sur le côté et à l'arrière du

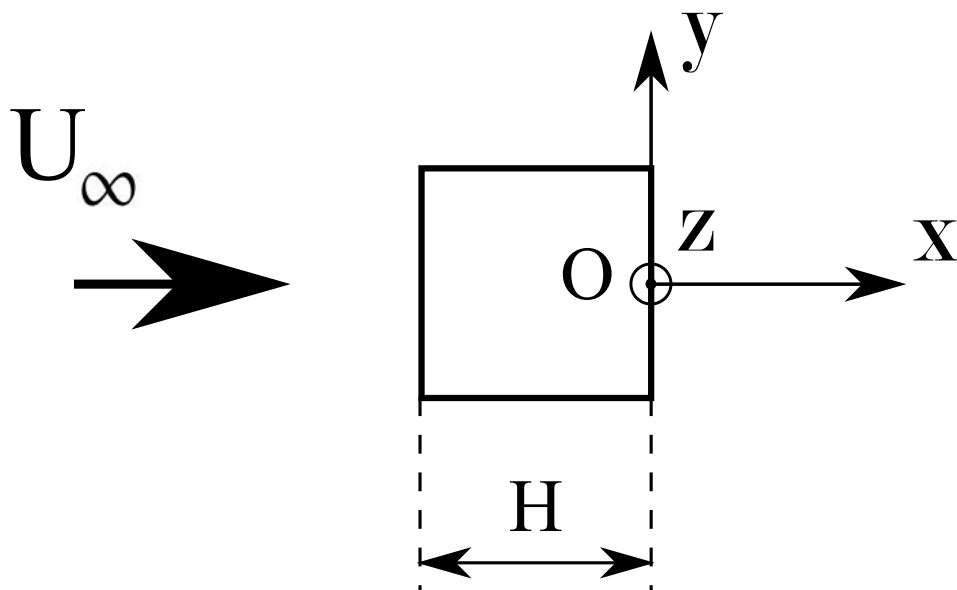


FIGURE 1.13 – Schéma en coupe dans le plan OXY de la géométrie étudiée.

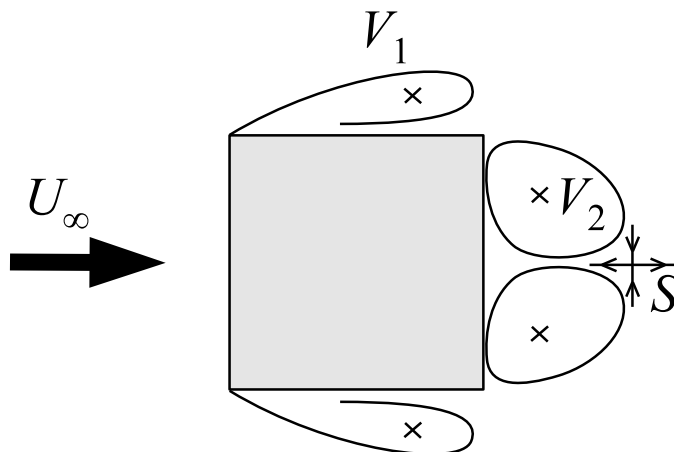


FIGURE 1.14 – Topologie de l'écoulement moyen autour du cylindre à section carrée.

cylindre respectivement) et le point selle S , localisé au niveau de la fin de la zone de formation.

Cette topologie traduit l'effet du champ de pression dans le fluide autour du cylindre. La figure 1.15 représente la distribution de pression autour du demi-cylindre à section carrée obtenue par Bearman et Obasaju [15] à $Re = 2.10^4$. Le coefficient de pression C_P est défini comme suit :

$$C_P = \frac{P - P_\infty}{0,5\rho U_\infty^2}, \quad (E-1.5)$$

où P_∞ désigne la pression et U_∞ la vitesse de l'écoulement obtenues en amont du cylindre. On observe que C_P est maximal et égal à 1 au point d'arrêt (centre de la face avant). La valeur de la pression diminue entre les points A et B. La chute de pression observée au niveau de l'arête B résulte de la séparation de l'écoulement en ce point. On peut identifier entre les points B et C, l'existence d'un premier plateau de pression, dont la valeur minimale est positionnée en aval du centre de la face BC. Cette position correspond à la position de V_1 repérée sur la figure 1.14. Au niveau de l'arête C, C_P augmente soudainement, ce qui correspond à la présence de la seconde zone de recirculation. La valeur de la pression diminue ensuite jusqu'au centre de la face arrière, ce qui correspond à la présence de la seconde zone de recirculation.

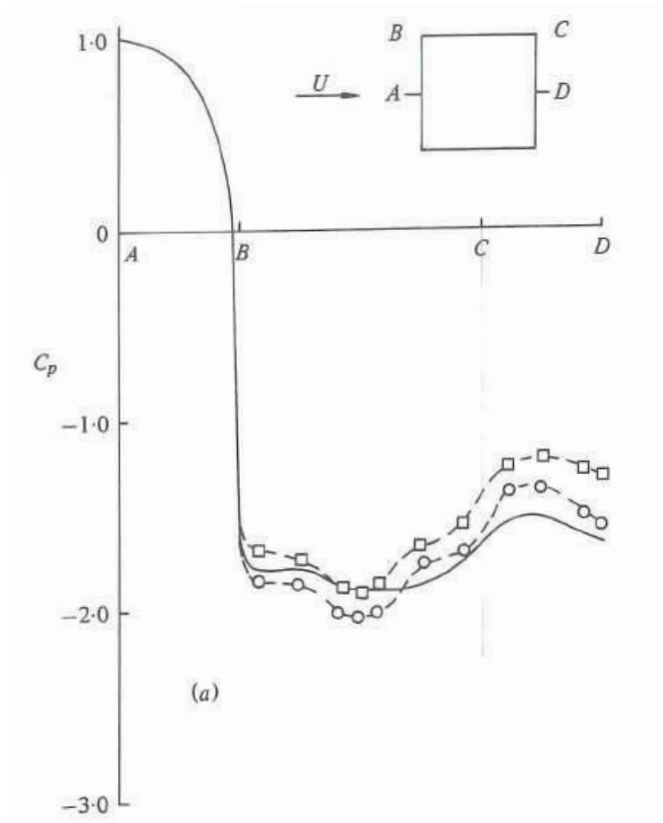


FIGURE 1.15 – Distribution du coefficient de pression moyenne C_P à la paroi autour du demi-cylindre à section carrée (trait plein) pour Re de l'ordre de 2.10^4 , d'après [15].

Comme pour le cylindre à section circulaire, la valeur du coefficient de pression à la base du cylindre (i.e. au centre de la face arrière) $-C_{Pb}$, constitue un bon indicateur de la valeur de la traînée moyenne.

Dans le cas du cylindre à profil carré, on le définit sous la forme :

$$C_{Pb} = \frac{P_b - P_\infty}{0,5\rho U_\infty^2}, \quad (\text{E-1.6})$$

où P_b désigne la valeur de la pression moyenne au centre de la face arrière du cylindre. D'après Bearman et Trueman [12], la valeur de $-C_{Pb}$ est directement liée au processus du lâcher tourbillonnaire et va piloter la quantité de vorticité contenue dans ces structures. On notera que la répartition de pression est extrêmement sensible aux conditions expérimentales [85].

2.3.2 Sillage du cylindre à profil carré

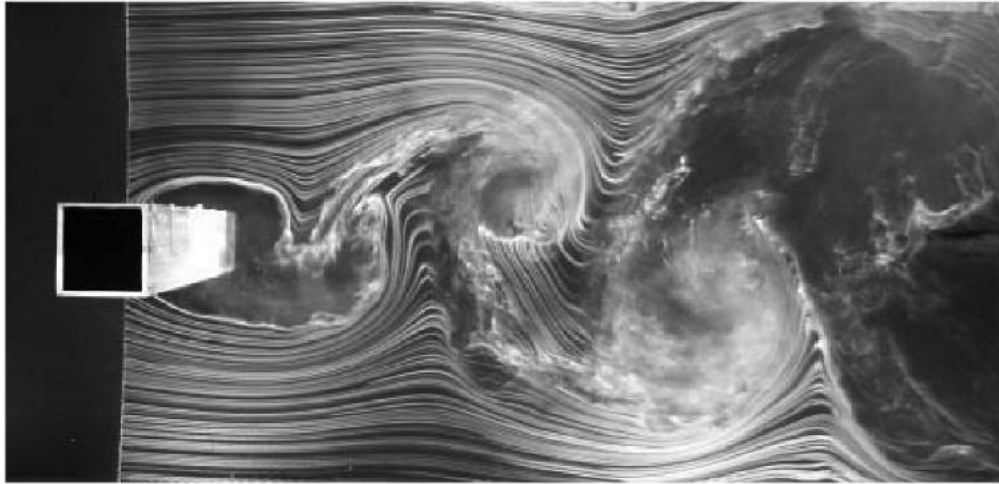


FIGURE 1.16 – Visualisation par fumée du sillage de l'écoulement pour un cylindre à profil carré à $Re = 1,12.10^4$, adaptée de [136].

On s'intéresse maintenant au sillage du cylindre à profil carré. La figure 1.16 extraite de [136] permet de visualiser le décollement évoqué précédemment ainsi que le sillage derrière le cylindre. Pour la gamme de Re qui nous intéresse dans cette étude, $2.10^4 \leq Re \leq 6.10^4$, on se trouve alors comme pour le cas du cylindre à section circulaire dans le cas d'un écoulement présentant une gamme d'échelles de turbulence relativement développées. Cependant, nous ne sommes ni dans le cadre d'un écoulement purement ordonné (ou cohérent), ni dans le cas d'un écoulement purement turbulent, les deux coexistent, comme l'illustre la figure 1.16. Comme pour le cylindre à section circulaire, les couches de cisaillement initiées au niveau des arêtes amont du cylindre, se déstabilisent en suivant le mécanisme des instabilités de Kelvin-Helmoltz. Ce phénomène peut être observé sur la figure 1.17 extraite de [139]. Les structures cohérentes qui apparaissent dans la couche de cisaillement sont convectées dans l'écoulement et vont intéragir avec les instabilités absolues. Le processus de formation de l'allée de Von Kármán pour un cylindre à section carrée est similaire à celui décrit précédemment pour le cylindre à section circulaire pour le régime sous-critique. Cet aspect est confirmé par l'étude de Ozgoren [109] qui compare expérimentalement le sillage de cylindre à section carrée et    section circulaire pour $550 \leq Re \leq 3400$. Il observe également que la largeur du sillage et la distance transverse entre deux structures contra-rotatives lâcher sont plus importantes dans le cas d'un cylindre à profil carré. De plus, le nombre de Strouhal relatif au lâcher de Von Kármán est quasiment deux fois moins important

dans le cas d'un cylindre carré. Ces résultats sont en accord avec les observations faites par Lyn, Rodi et Park [88] pour $Re \approx 2,2 \cdot 10^4$, qui font également la comparaison entre les caractéristiques du sillage d'un cylindre à section circulaire et de celui pour un cylindre à section carrée. Ces auteurs basent leur approche sur un ensemble de données statiques et utilisent une décomposition triple de l'écoulement (introduite par Reynolds et Hussain dans [125]) afin de distinguer l'écoulement moyen et périodique de l'écoulement turbulent. Cette technique avait également été précédemment mise en œuvre par Durão et al. [44] pour $Re = 1,4 \cdot 10^4$. Ils avaient ainsi mis en évidence que 40% de l'énergie totale est liée aux fluctuations turbulentes dans les zones possédant les plus grandes oscillations de vitesse. Les reconstructions de phase menée par Kim et al. [76] et Oudheuseden et al. [107] ont permis de confirmer que le sillage du cylindre carré était dominé par les structures cohérentes de grandes échelles liées au lâcher tourbillonnaire.

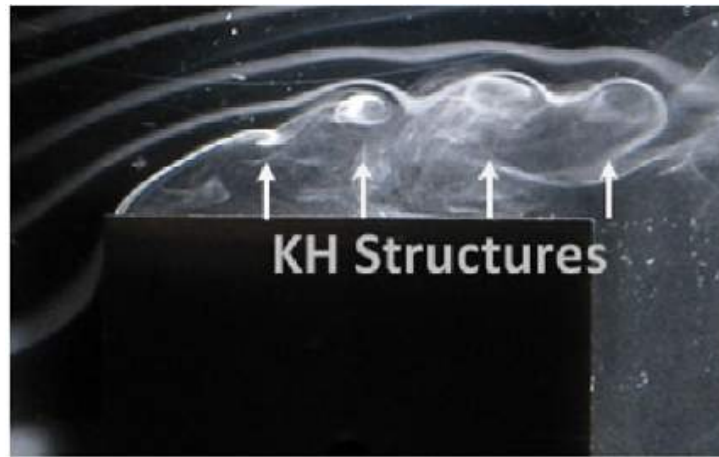


FIGURE 1.17 – Visualisation par fumée du sillage proche pour un cylindre à profil carré avec mise en évidence des instabilités de Kelvin-Helmoltz à $Re = 6776$. Figure adaptée de [139].

Or c'est précisément à ces structures que sont liées les efforts et les vibrations induites par l'écoulement sur l'obstacle. Vickery [154] montre par exemple que pour une gamme de nombre de Reynolds comprise entre 10^4 et 10^5 , un cylindre à section carrée produit une force de portance instationnaires jusqu'à quatre fois plus grande que pour un cylindre à section ronde. Il convient donc de s'intéresser à la dynamique de l'écoulement, par le biais du nombre de Strouhal et en particulier de s'intéresser à la relation entre ce dernier et le nombre de Reynolds. La figure 1.18 extraite de [31] répertorie l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour un ensemble d'études expérimentales et numériques et une large gamme de Reynolds. Cette figure montre que pour $Re > 500$, la relation entre St et Re est quasiment constante, on observe pas de changement brutal de régime comme c'est le cas pour un cylindre à section circulaire. Cette caractéristique peut être attribuée au fait que les points de décollements des couches de cisaillement soient fixées par la géométrie. Le nombre de Strouhal estimé pour la gamme de Re de l'étude présente est de l'ordre de 0,14 d'après la figure 1.18.

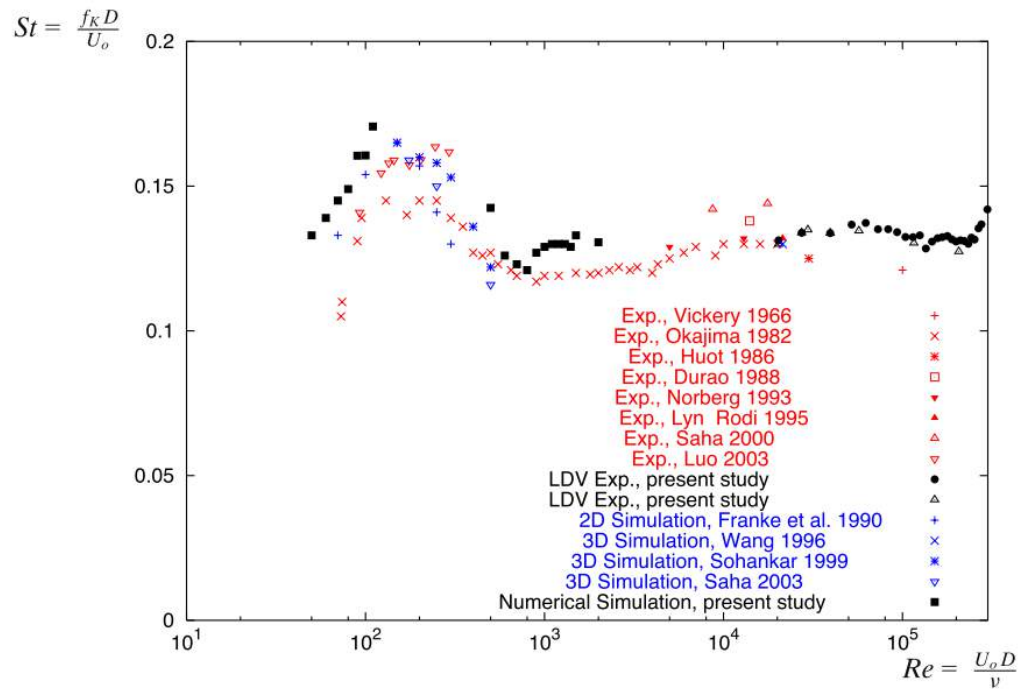


FIGURE 1.18 – Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds d'après [31].

3 Les efforts aérodynamiques

3.1 Définition

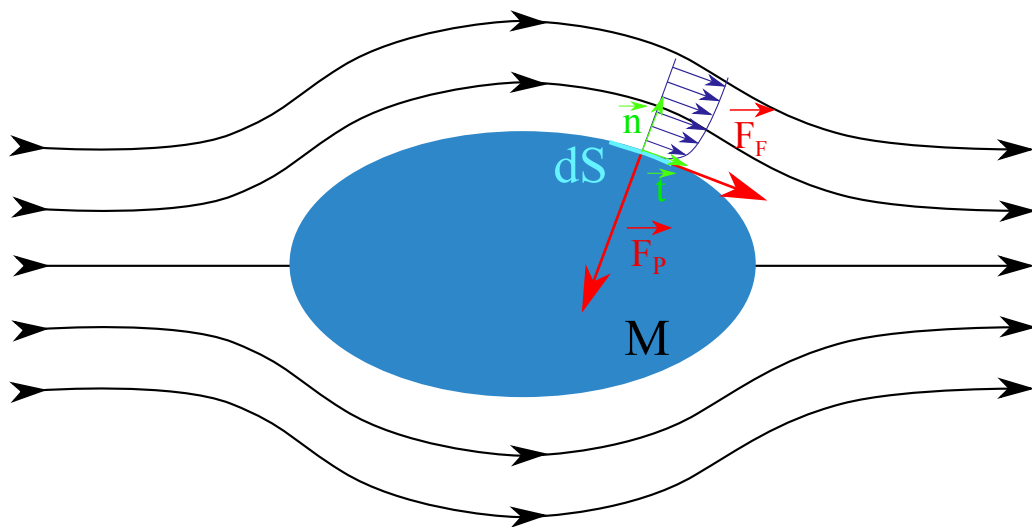


FIGURE 1.19 – Schéma simplifié des efforts aérodynamiques s'appliquant à la surface un objet quelconque.

On se place dans le cas général, d'un mobile, M, de forme quelconque, se déplaçant dans un fluide réel. Ce mobile va être soumis à un ensemble d'efforts résultant de son interaction avec le fluide et qui se composent des forces de frottements tangentes à la paroi et des forces de pression normale (Figure 1.19). On peut exprimer la résultante de ces efforts, R_a sous la forme :

$$\vec{R}_a = D\vec{x} + R_y\vec{y} + L_z\vec{z}, \quad (\text{E-1.7})$$

dans le repère lié au centre de gravité du mobile, $(G, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ et pour lequel l'axe \vec{x} est porté par la vitesse du mobile (ou du fluide dans le cas d'un obstacle fixe). On notera que D , désigne les efforts de traînée, R_y , les efforts de dérive et L_z , les efforts de portance. Dans ce contexte, la traînée désigne la résistance aérodynamique qui s'oppose à l'avancement du fluide et la portance, la force de sustentation qui s'applique au mobile. À cette résultante, on peut associer un moment aérodynamique \mathcal{M}_A entre le centre de gravité du mobile et le point d'application du moment en A :

$$\mathcal{M}_A = R_a \wedge \vec{GA}. \quad (\text{E-1.8})$$

L'analyse de ces efforts repose sur celle du torseur aérodynamique \mathcal{T} , introduit par exemple par [72] et qui regroupe l'ensemble des efforts appliqués par le fluide sur le mobile, M. Ce torseur se décompose, en un ensemble de forces auxquelles sont associés un moment de roulis, M_x , de tangage, M_y et de lacet M_z qui sont représentés sur la figure figure 1.20. Ce torseur peut également être exprimer sous sa forme adimensionnée :

$$\mathcal{T} = \begin{cases} C_D = \frac{D}{0,5\rho U_\infty^2 S_f} \\ C_Y = \frac{R_y}{0,5\rho U_\infty^2 S_f} \\ C_L = \frac{L_z}{0,5\rho U_\infty^2 S_f} \end{cases} \begin{cases} C_l = \frac{M_x}{0,5\rho U_\infty^2 S_f L} \\ C_m = \frac{M_y}{0,5\rho U_\infty^2 S_f L} \\ C_n = \frac{M_z}{0,5\rho U_\infty^2 S_f L} \end{cases} \quad (\text{E-1.9})$$

où C_D , C_Y et C_L désignent respectivement les coefficients de traînée, de dérive et de portance, tandis que C_l , C_m , C_n désignent les coefficients adimensionnés liés aux différents moments aérodynamiques. Dans ces équations, ρ désigne la masse volumique du fluide considéré, U_∞ la vitesse du mobile dans l'écoulement (ou respectivement de l'écoulement autour du mobile), S_f , la surface de référence du mobile (le maître couple dans le cas d'une automobile, ou encore la surface alaire pour une aile d'avion) et L , la longueur de référence du modèle (la longueur du véhicule dans le cas d'une automobile, ou la corde dans le cas d'un profil d'aile d'avion).

3.2 La traînée aérodynamique

Dans le cas d'un véhicule et pour un écoulement subsonique, les efforts de portance ou de dérive agissent sur la stabilité de ce dernier, tandis que l'effort de traînée va avoir principalement un impact sur sa consommation énergétique. Si on se limite maintenant au cadre de notre étude, autour du cylindre carré placé verticalement et muni ou non du dispositif de contrôle, c'est la traînée qui représente une composante majeure de l'effort appliqué sur l'obstacle. Du fait de la symétrie du modèle, les efforts moyen de portance et de dérive ainsi que l'ensemble des moments résultants peuvent être considérés négligeables voir nuls devant la composante liée à la traînée. L'amélioration des performances aérodynamiques qui constitue l'un des objectifs majeurs de cette étude, repose sur une réduction de cette force.

Il convient donc à présent de s'intéresser plus en détails à l'expression de la traînée aérodynamique. La composante de la traînée D , peut se décomposer en deux termes distincts (comme toutes les autres

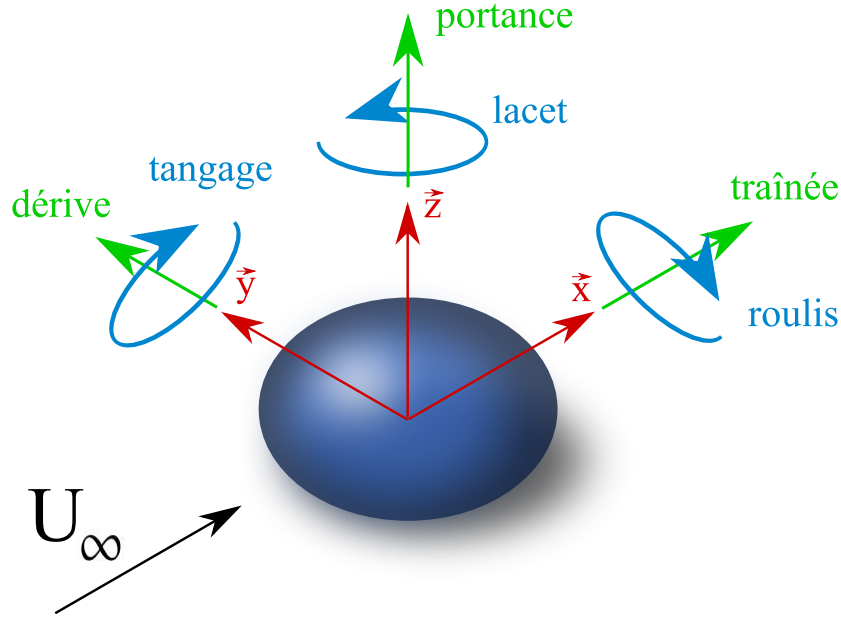


FIGURE 1.20 – Décomposition du torseur aérodynamique s'appliquant à un objet quelconque.

forces aérodynamiques). La première, la traînée visqueuse ou \vec{F}_f est la résultante des forces du fluide sur la paroi du mobile générées par les effets visqueux. La seconde, la traînée de forme ou \vec{F}_P correspond à la résultante des efforts de pression sur la paroi. Dans le cas où le profil étudié est fermé, le terme intégrale de la traînée de forme dépend de la différence entre P la pression statique locale sur l'élément dS et P_∞ la pression statique à l'infini en amont du mobile. Par le biais de cette décomposition, on exprime l'effort de traînée sous la forme :

$$D = \vec{F}_f + \vec{F}_P = \oint_{S_f} \bar{\tau}_\mu \vec{t} dS - \oint_{S_f} (P - P_\infty) \vec{n} dS \quad (\text{E-1.10})$$

où S_f représente la surface de la géométrie, \vec{n} la normale locale externe à la surface S_f , \vec{t} la tangente locale externe à la surface S_f , $\bar{\tau}_\mu$ le tenseur des contraintes visqueuses qui s'appliquent à la paroi. Le poids de chacune de ces contributions dépend de la forme de l'obstacle placé dans l'écoulement. Dans le cas d'un obstacle profilé de faible épaisseur comme par exemple un profil d'aile d'avion à faible incidence, sans décollement de la couche limite, l'écoulement suit la forme du profil. La traînée aérodynamique dépend alors de la nature de la couche limite se développant à proximité de la paroi et c'est le terme lié aux frottements fluide qui est prépondérant dans le calcul de la traînée aérodynamique. Dès lors que l'obstacle est épais, l'écoulement ne reste pas attaché à la surface de l'objet et devient le siège d'un certain nombre de décollements. Un corps épais est caractérisé par des changements brusques de géométrie ou une surface normale à l'écoulement plus importante que pour un corps profilé (c'est le cas par exemple si l'on augmente l'incidence du profil d'une aile d'avion). La différence de pression à la surface entre la partie amont et la partie aval de l'obstacle est importante, la traînée de forme est prépondérante. Dans [3], Ahmed montre ainsi que pour le corps de Ahmed, la traînée de forme constitue entre 76 et 85% de la contribution totale à la traînée aérodynamique.

Il est certain qu'il existe un lien entre les modifications introduites par la présence de l'obstacle dans l'écoulement et l'existence de structures tourbillonnaires qui vont induire les pertes énergétiques

à l'origine de la traînée. Afin de comprendre ces mécanismes, il est nécessaire de faire le lien entre la valeur de cette traînée aérodynamique et la topologie de l'écoulement. On peut citer par exemple, [155], dans lequel Kármán propose un lien théorique entre les structures des allées tourbillonnaires et la force de traînée subie par un cylindre à section circulaire. Onorato, [104], établit également une relation entre traînée, pression et quantité de mouvement pour un modèle d'automobile simplifié en s'appuyant sur un bilan intégral.

3.3 Le décollement

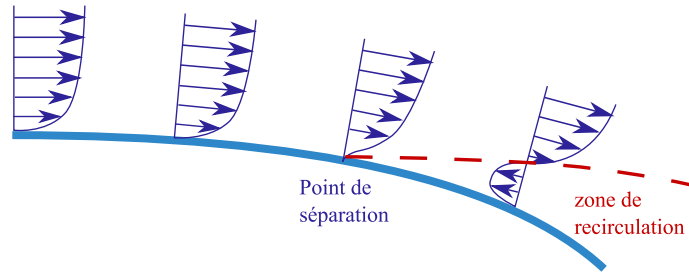
Il a été mis en évidence qu'il existait un véritable lien de cause à effet entre la production de la traînée aérodynamique et les phénomènes de décollements au sein de l'écoulement. Il convient donc de s'intéresser également à ce phénomène. On se place, tout d'abord, dans le cas d'un écoulement le long d'une paroi, les particules sont animées d'un mouvement entretenu par les forces d'inerties et retardées par les forces de frottement et de pression. Il existe donc un équilibre entre ces forces, traduit par l'équation de quantité de mouvement. Si on adopte le modèle de la couche limite de Prandtl pour un écoulement plan, instationnaire et incompressible, on pourra l'exprimer sous la forme :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (\text{E-1.11})$$

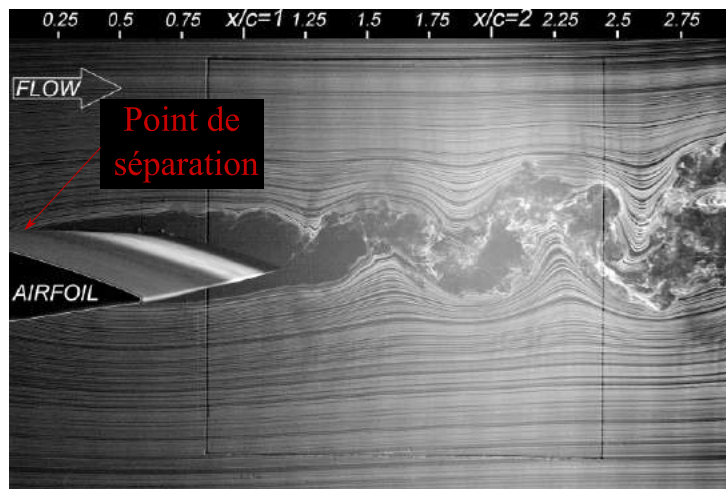
avec u et v les composantes longitudinale et transverse de la vitesse, ρ la masse volumique, P la pression, et ν la viscosité cinématique du fluide. Le décollement intervient lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse, c'est-à-dire dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement externe diminue et les particules fluides subissent une décélération. Lorsque le gradient de pression devient suffisamment grand, le point de décollement est atteint, l'écoulement se détache de la paroi, la topologie de l'écoulement est modifiée et des zones de recirculation sont créées. Ce phénomène est schématisé sur la figure 1.21(a). On désigne ce phénomène sous le terme de *décollement de pression*, la figure 1.21(b) représente le cas d'un décollement pour un profil NACA 0025 à $Re = 10^5$. Les décollements interviennent aussi bien dans une couche limite laminaire que turbulente. Cependant, dans le cas d'une couche limite turbulente, le transfert d'énergie par agitation cinétique turbulente des particules de fluides engendre d'avantage de frottements à la paroi. La valeur du gradient de pression adverse nécessaire à l'apparition du décollement est donc plus importante que dans le cas d'une couche limite laminaire. Dans le cas du décollement de pression, la position du point de décollement dépend du gradient de pression adverse et donc du nombre de Reynolds.

Les phénomènes de décollements n'interviennent pas seulement dans le cas d'un écoulement le long d'une plaque plane et dans le cadre du développement d'une couche limite. Il existe également un *décollement dit inertiel* qui intervient lorsque l'écoulement n'arrive plus à suivre la paroi de l'obstacle suite à un changement brut de la géométrie. C'est ce type de décollement qui se produit dans le cas du cylindre carré, comme l'illustre la figure 1.21(c). Dans ce cas, la position du point de décollement est fixe et située au niveau du décrochement dans la géométrie quel que soit le nombre de Reynolds considéré.

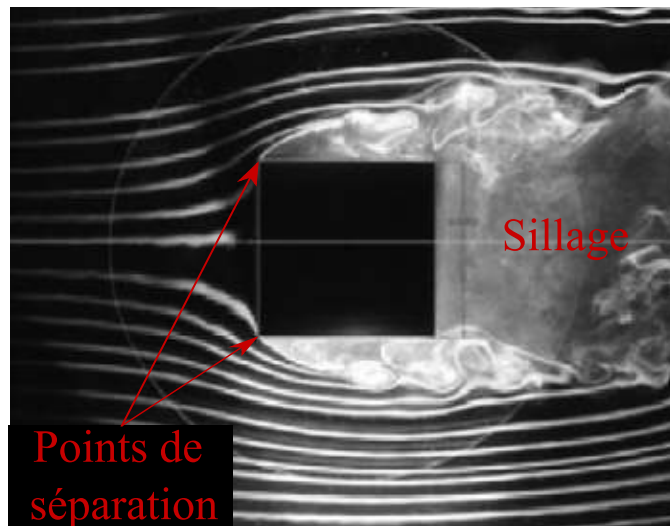
Le décollement entraîne généralement le développement d'instabilités. Des structures vorticitaires et des zones de recirculation sont alors générées au sein de l'écoulement dans la zone décollée et initie la formation du sillage. On peut lier ces structures et l'augmentation significative de la traînée de



(a)



(b)



(c)

FIGURE 1.21 – (a) Décollement d'une couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Visualisation par fumée du sillage (b) proche d'un profil NACA0025 à $Re = 10^5$ d'après [163] et (c) proche d'un cylindre à profil carré à $Re = 6776$. Figure adaptée de [139].

pression, qui est alors prédominante et constitue la principale source de résistance aérodynamique. On parle alors d'un sillage massivement décollé.

3.4 Estimation de la traînée par analyse du sillage

3.4.1 Un outil statistique : la décomposition double d'O. Reynolds

On a vu que pour la gamme de nombre de Reynolds d'intérêt, le sillage du cylindre à profil carré est massivement décollé et turbulent. Avant d'introduire la méthode d'analyse du sillage mise en œuvre dans le cadre de cette étude, il est donc nécessaire de présenter l'un des outils statistiques qui sera utilisé. Il s'agit de la décomposition double proposée par O. Reynolds. En effet, les travaux de O. Reynolds ne se résument pas à la définition du nombre de Reynolds, celui-ci se révèle aussi comme l'un des pères de la théorie statistique pour la description de la turbulence. En effet, en 1895, dans [124] puis dans [126], il propose une première décomposition double des deux grandeurs caractéristiques de l'écoulement, à savoir la vitesse et la pression. Ces dernières sont exprimées comme la somme d'une quantité moyenne, U_i ou P et d'une quantité fluctuante, u'_i ou p , avec $\overline{u'_i} = 0$ (où le symbole $\overline{\quad}$ et l'indice i représentent respectivement la moyenne d'ensemble de la grandeur physique considérée et la composante de la vitesse orientée suivant l'axe x_i). L'idée étant par la suite d'introduire cette décomposition dans les équations de Navier-Stokes auxquelles on aura appliqué l'opérateur moyenne. Il arrive ainsi à l'expression de deux bilans de quantité de mouvement sous forme d'équations, la première concerne le mouvement moyen de l'écoulement et est plus connue sous le nom de Reynolds-Averaged Navier Stokes (RANS) et s'écrit pour un cas stationnaire sous la forme :

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (\text{E-1.12})$$

Cette relation traduit un bilan local du flux de quantité de mouvement dont les composantes sont les suivantes :

$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ représente l'advection de la composante U_i par l'écoulement moyen ;

$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$ représente le transport de la quantité de mouvement associée aux fluctuations de vitesse i.e la diffusion turbulente. ;

$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i}$ représente le transport de la quantité de mouvement associée aux efforts moyens de pression ;

$\nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}$ représente le transport de la quantité de mouvement associée aux forces de frottement visqueux i.e la diffusion visqueuse.

L'équation E-1.12 fait apparaître pour la première fois, à travers le terme lié à la diffusion turbulente, le tenseur de Reynolds défini comme $\overline{u'_i u'_j}$. Il est à noter que la fermeture des équations de Navier-Stokes moyennées est conditionnée par la connaissance de ce terme qui contient tous les effets de la turbulence sur le champ moyen. La seconde équation concerne le mouvement turbulent de

l'écoulement, ou énergie cinétique du champ fluctuant et s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned}
 0 = U_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} &+ \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho} \overline{u'_j p} + \overline{u'_j k} - \nu \overline{u'_i \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \right) \\
 &+ 0,5 \overline{u'_i u'_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}} \\
 &+ 0,5 \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2}
 \end{aligned} \tag{E-1.13}$$

Pour arriver à cette relation, on pose $2k = \overline{u_i'^2}$ où k désigne l'énergie cinétique turbulente. Cette relation implique quatre termes distincts. Le premier représente le transport de l'énergie cinétique turbulente par la vitesse moyenne tandis que le second représente le terme de diffusion. Ce second terme se compose respectivement d'un terme traduisant la diffusion par la pression, le transport de l'énergie cinétique par la turbulence et la dissipation des fluctuations. Le troisième terme représente la production des fluctuations par le mouvement moyen, on remarquera que ce terme est ici un terme source alors que dans l'équation E-1.12, il représente un terme puit, ce qui traduit un lien entre ces deux équations. Enfin, le dernier terme représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente en chaleur. Les équations E-1.12 et E-1.13 traduisent donc l'équilibre entre les différents phénomènes physiques induits par chacun des termes qui les composent. Néanmoins, l'une des limites de la décomposition double proposée par Reynolds est qu'elle ne permet pas de distinguer le mouvement aléatoire de l'écoulement, d'un mouvement lié à une périodicité comme on peut le rencontrer dans le cas d'écoulement tels que les sillages.

3.4.2 Méthode d'analyse du sillage

Si l'on souhaite s'intéresser à l'effet de l'écoulement pour les forces exercées sur le modèle et identifier les effets du contrôle sur l'écoulement, l'une des approches possibles est d'utiliser la méthode d'analyse du sillage (ou wake survey en anglais). Dans le cadre de cette étude, on applique cette méthode dans un cas expérimentale uniquement. Cette démarche repose sur un bilan de quantité de mouvement appliqué à un volume de contrôle \mathcal{V} défini autour du modèle comme celui de la figure 1.22(a). Ce volume est délimité par les surfaces de contrôle S_i (où l'indice i est égal à 1 pour la surface d'entrée, 2 pour la surface de sortie et l_1 ou l_2 s'il s'agit des surfaces latérales). Dans ce cas, le bilan effectué nécessite la connaissance des trois composantes de la vitesse. Afin de s'affranchir de cette difficulté et compte tenu des moyens dont on dispose pour étudier l'écoulement, nous allons ici nous concentrer sur une approche bidimensionnelle et estimer la valeur de la traînée à partir d'une coupe transversale. Suivant cette hypothèse, le volume de contrôle, se réduit alors à celui schématisé sur la figure 1.22(b). On prend comme point de départ, l'équation de quantité de mouvement moyenne projetée sur l'axe x qui donne :

$$U_j \frac{\partial U}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 U}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + F_{\mathcal{V}}, \tag{E-1.14}$$

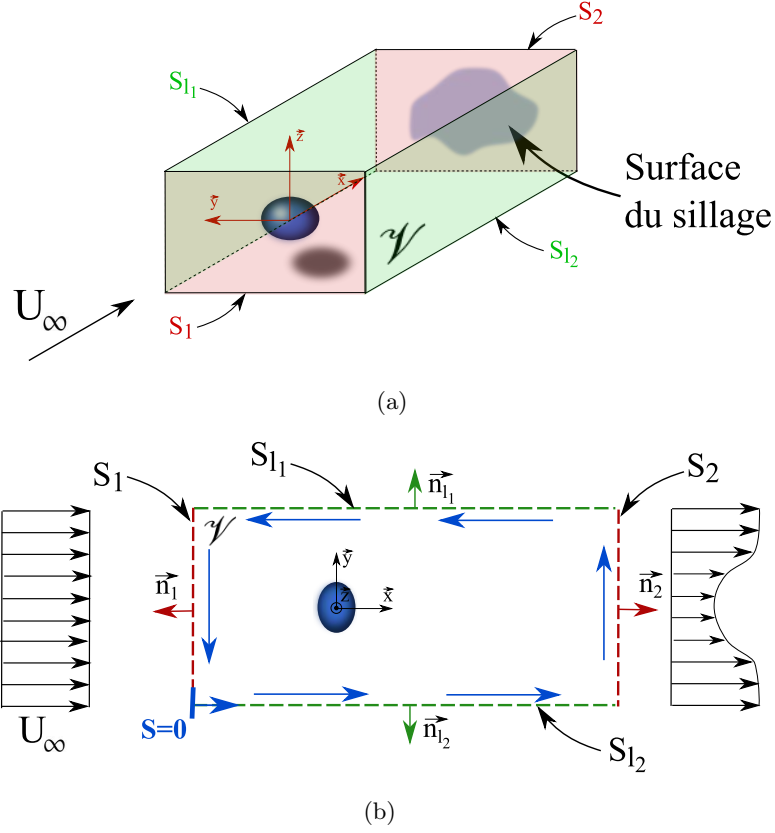


FIGURE 1.22 – Bilan intégral de quantité de mouvement. Schéma du volume et des surfaces de contrôle autour d'un mobile de forme quelconque.

où $F_{\mathcal{V}}$ désigne les forces volumiques. On associe à cette relation, l'équation de continuité sous la forme :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0. \quad (\text{E-1.15})$$

Pour le volume de contrôle défini précédemment, la traînée moyenne d'un corps peut être déterminée à partir de l'équation du bilan de quantité de mouvement écrite sous sa forme intégrale :

$$D - D = \oint_{S_j} \rho U (U_j \cdot n_j) dS + \oint_{S_j} \rho (\overline{u' u'_j} \cdot n_j) dS + \oint_{S_j} \frac{1}{\rho} (P \cdot n_j) dS. \quad (\text{E-1.16})$$

Dans cette relation, la contribution liée à la viscosité du bilan de quantité de mouvement n'apparaît pas. Ce terme est négligeable devant les autres termes en première approximation [83]. On notera que le résultat obtenu repose en partie sur le choix du volume de contrôle. L'application directe de l'équation E-1.15 requiert la connaissance à la fois du champ de vitesse et du champ de pression sur les surfaces du volume de contrôle. Expérimentalement, ce type de mesure est difficile à mettre en oeuvre, on va donc être amené à poser des hypothèses afin de rendre l'estimation de la traînée possible. En première approximation, si l'on suppose que le volume de contrôle est pris suffisamment loin de l'obstacle pour que le niveau de pression sur la section de sortie S_2 soit égal au niveau de pression en entrée S_1 du volume de contrôle, alors le terme intégral lié à la pression est nul. Dans ce cas, on peut

également considéré que le terme intégral lié aux fluctuations de la vitesse est négligeable, puisque pour un écoulement de sillage, les fluctuations de vitesses sont importantes dans la zone proche de l'obstacle puis diminuent significativement dans le champ lointain (à partir de 30 diamètres en aval du cylindre pour Antonia et Rajagopalan [6]). Dans ce cas, l'équation E-1.16 n'est plus portée que par la contribution liée à la vitesse moyenne et on peut donc l'écrire sous la forme :

$$D = \rho L \int_{-\infty}^{\infty} U(U_{\infty} - U) dy, \quad (\text{E-1.17})$$

où L désigne une longueur caractéristique de l'obstacle. Cette approche ne nécessite donc la connaissance que du champ de vitesse moyenne. Remarquons que sous cette forme, les effets de blocage qui peuvent exister dans l'écoulement ne sont pas pris en compte. Cette formule peut aussi s'écrire sous la forme adimensionnée suivante :

$$C_D = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U(U_{\infty} - U)}{U_{\infty}^2} \frac{dy}{H}, \quad (\text{E-1.18})$$

où H désigne une grandeur caractéristique de l'obstacle considéré.

Historiquement, une première approche basée sur le même principe a d'abord été développée par Betz, [21] avec une application visant les études expérimentales de profils d'aile d'avion. Ne disposant pas des moyens expérimentaux actuels lui permettant d'accéder aux fluctuations de vitesse, Betz suppose l'existence d'un écoulement hypothétique. Dans ce dernier il définit une source dont la force est proportionnelle à la dépression existante dans le sillage de l'obstacle. Ainsi, la pression totale dans le sillage du modèle est donnée pour la valeur qu'elle aurait dans un écoulement potentiel.

Dans le même contexte, une seconde approche a ensuite été proposée par Jones [75]. Plus simple que celle de Betz, elle permet d'estimer les efforts de traînée à partir de mesures effectuées à proximité du modèle étudié. En effet, en soufflerie, dès lors que les essais requièrent un modèle expérimental aux dimensions importantes et sauf si l'on dispose d'une soufflerie avec une veine d'essai suffisamment grande, l'application directe de l'équation E-1.17 n'est pas possible puisque l'hypothèse de départ qui suppose l'égalité du champ de pression en entrée et en sortie du volume de contrôle n'est pas respectée. Jones fait également l'hypothèse d'un écoulement théorique pour lequel il n'y a pas de pertes entre l'entrée et la sortie du volume de contrôle et pas d'échange d'énergie entre les tubes de courant au delà du point de mesure, ce qui rend possible l'utilisation de l'équation de Bernoulli sur ces tubes de courant. On notera qu'un descriptif détaillé des deux approches est donné dans [135, 150]. Ces deux méthodes ont par la suite été validées par l'étude de Goett,[61] derrière trois profils NACA différents avec ou sans incidence. Il conclut que, dans son cas, la distance entre la section de sortie et l'arrière du modèle n'influe pas sur l'estimation de la valeur de traînée et que la différence entre traînée mesurée par balance et celle estimée par le calcul n'excède pas 2% pour un profil sans incidence. Cependant, dans le cas d'un profil soumis à une force de portance (en incidence), la différence entre les mesures et l'estimation peut atteindre 22%. En effet, pour arriver à leurs résultats, Betz et Jones négligent l'effet des contraintes turbulentes. Or dans le cas d'un profil épais, la contribution du terme qui leur est lié n'est pas nécessairement négligeable.

Afin d'assurer la prise en compte du terme lié aux fluctuations de vitesse, Antonia et Rajagopalan [6] proposent une expression de la traînée sous la forme :

$$C_D = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{(U^2 - U_{\infty}^2)}{U_{\infty}^2} + \frac{(\overline{v'^2} - \overline{u'^2})}{U_{\infty}^2} \right) d\left(\frac{y}{H}\right). \quad (\text{E-1.19})$$

Pour obtenir cette expression, ils posent l'hypothèse que dans le sillage d'un écoulement bidimensionnel avec couches de cisaillement, on peut écrire l'équation E-1.20, [118] :

$$\frac{\overline{\partial v'^2}}{\partial y} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}. \quad (\text{E-1.20})$$

Cette relation découle de l'application du théorème de quantité de mouvement moyen projeté sur y. Par intégration, on peut donc écrire :

$$-\overline{v'^2} = \frac{P - P_\infty}{\rho}. \quad (\text{E-1.21})$$

En rentrant cette égalité dans l'équation de départ, on arrive donc à une expression du coefficient de traînée sous la forme de l'équation E-1.19. On peut noter que cette hypothèse est supportée par les résultats de Van Oudheusden et al. [152] qui estiment le champ de pression et les efforts moyens à partir de champs de vitesse non résolus en temps obtenus dans le sillage d'un cylindre carré. Leur résultats montrent que la principale contribution au gradient de pression dans le sillage du cylindre découle du terme de l'équation de quantité de mouvement lié aux fluctuations de vitesse.

L'expression E-1.19 permet de distinguer deux termes qui participent à l'estimation de la traînée par intégration de l'équation de quantité de mouvement. La figure 1.23 (extraite de [6]) représente le poids respectif de ces deux termes dans l'estimation de la traînée. Ces données sont exprimées en fonction de la distance entre l'obstacle et l'abscisse de la section de sortie du volume de contrôle. Antonia et Rajagopalan montrent que pour une section de sortie comprise entre 5 et 60 diamètres derrière un cylindre circulaire à $Re = 5,6 \cdot 10^4$, la contribution du terme des fluctuations de vitesse au calcul de la traînée décroît de 20% à 0% pour la section la plus éloignée. On observe que dès que l'on se situe suffisamment loin de l'obstacle (à partir de 30 diamètres en aval du cylindre circulaire pour Antonia et Rajagopalan [6]), le poids du terme lié aux fluctuations de la vitesse devient négligeable devant celui lié à la vitesse moyenne (ce qui est en accord avec l'hypothèse initiale formulée précédemment). Cependant, plus l'on s'approche de l'obstacle étudié, plus le terme lié aux fluctuations de vitesse est important.

Dans le cas de l'étude présente, l'intérêt se porte sur l'estimation de la traînée dans le proche sillage du cylindre (i.e. là où l'action du dispositif de contrôle a lieu). Notre zone d'intérêt est représentée en vert sur la figure 1.23. Si l'on extrapole les données d'Antonia et Rajagopalan, on peut estimer que dans cette zone, le poids du terme lié aux fluctuations de vitesse n'est pas négligeable, ce qui justifie l'emploi d'une méthode similaire à notre cas applicatif. L'ensemble des calculs appliqués au cas de l'étude présente sont reportés dans le chapitre 5. On notera que récemment, une méthode équivalente a été utilisée afin de déterminer les efforts exercés par le fluide sur un cylindre à base carrée. Kurtulus, Scarano et Davis [83] puis de Kat et Van Oudheusden [41] obtiennent ainsi une estimation des efforts stationnaires s'exerçant sur un cylindre carré à partir de mesures résolues en temps. Pour ces deux études, les champs de pression sur les surfaces du volume de contrôle ne sont pas obtenus en invoquant l'égalité entre les fluctuations de vitesse transverse et la pression mais par intégration de l'équation de quantité de mouvement. Ce choix est différent de celui proposé ici. La méthode d'analyse décrite dans cette section nous permet d'identifier deux paramètres qui influent sur la production de traînée et sur lesquels on doit agir si l'on veut la réduire. Pour cela plusieurs stratégies sont possibles, on va donc s'attacher à faire un bilan non exhaustif des solutions qui existent dans la suite de ce chapitre.

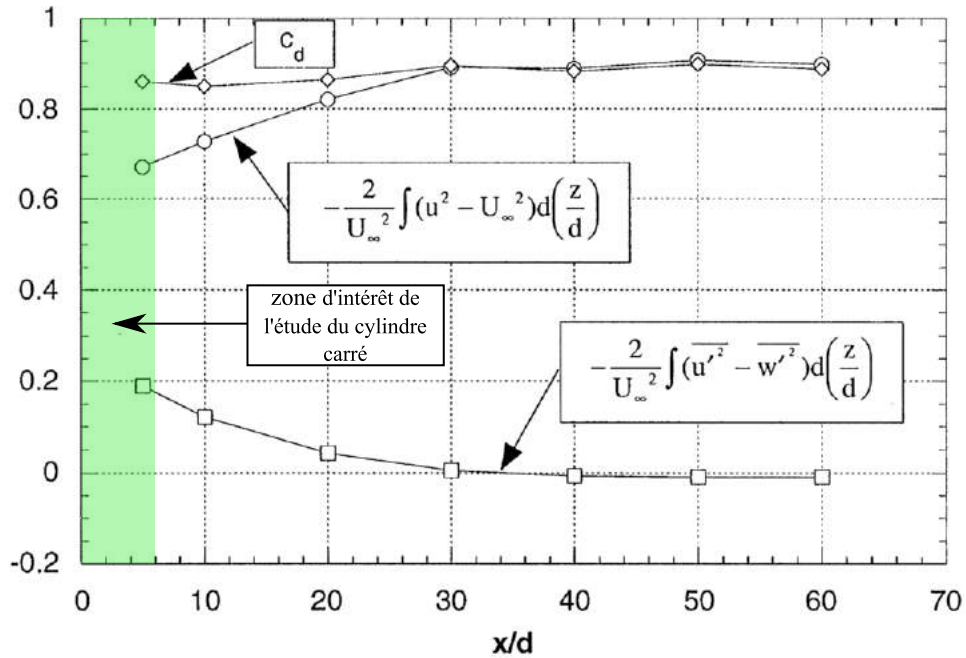


FIGURE 1.23 – Contribution des différents termes de l'équation E-1.19 au calcul de la traînée. La zone représentée en vert sur la figure correspond à la zone d'intérêt de notre étude. Figure adaptée de [6]

4 Le contrôle d'écoulement

4.1 Principe du contrôle d'écoulement

Le contexte introduit tout au long des paragraphes précédents a permis de montrer la nécessité actuelle de développer des systèmes pour altérer voire supprimer les décollements. C'est exactement l'ambition du contrôle d'écoulement. Dans son ouvrage, Gad-el-Hak [57] décrit le contrôle d'écoulement comme la capacité à manipuler de manière passive ou active un écoulement afin d'obtenir un changement désiré ("Flow control : The ability to actively or passively manipulate a flow field to effect a desired change." en anglais dans le texte). Cette phrase qui résume bien le principe du contrôle, met également en évidence les deux stratégies qui ont été préférées jusqu'à présent, à savoir une première stratégie que l'on qualifiera de passive et une seconde qui par opposition est qualifiée d'active. La première approche consiste principalement à réaliser une modification structurelle de l'obstacle, ce type de contrôle possède une robustesse limitée. Par opposition, adopter une stratégie active consiste à développer des systèmes capables ou non de s'adapter (suivant qu'un contrôle en boucle ouverte ou en boucle fermée est réalisé) et dont le fonctionnement est conditionné par l'utilisation d'une source d'énergie extérieure. Dans ce cas, on sera attentif au bilan entre l'énergie que l'on utilisera pour faire fonctionner le système et celle qui sera gagnée grâce au dispositif. Cependant, même si ce sont ces deux approches qui sont utilisées majoritairement à l'heure actuelle, on peut mettre en évidence l'existence d'une stratégie complémentaire par laquelle on cherche à conserver les avantages des précédentes stratégies de contrôle en s'affranchissant de leurs inconvénients. Pour développer une telle stratégie, qui est à la frontière entre le contrôle passif et le contrôle actif en boucle fermée, on va s'inspirer

de phénomènes que l'on peut observer dans la Nature. On qualifiera cette stratégie de contrôle bio-inspiré auto-adaptatif. Le dispositif de contrôle introduit dans notre étude repose sur ce principe. Le schéma de la figure 1.24 illustre les interactions existantes entre les différents types de contrôle et leurs applications. Ce schéma fait également apparaître le fait que le contrôle d'écoulement peut être lié non seulement à une modification du sillage mais également à une modification des propriétés de la couche limite. Étant donné que dans notre cas d'étude, on s'intéresse au premier type d'action sur l'écoulement, le second ne sera donc délibérément pas traité dans ce paragraphe.

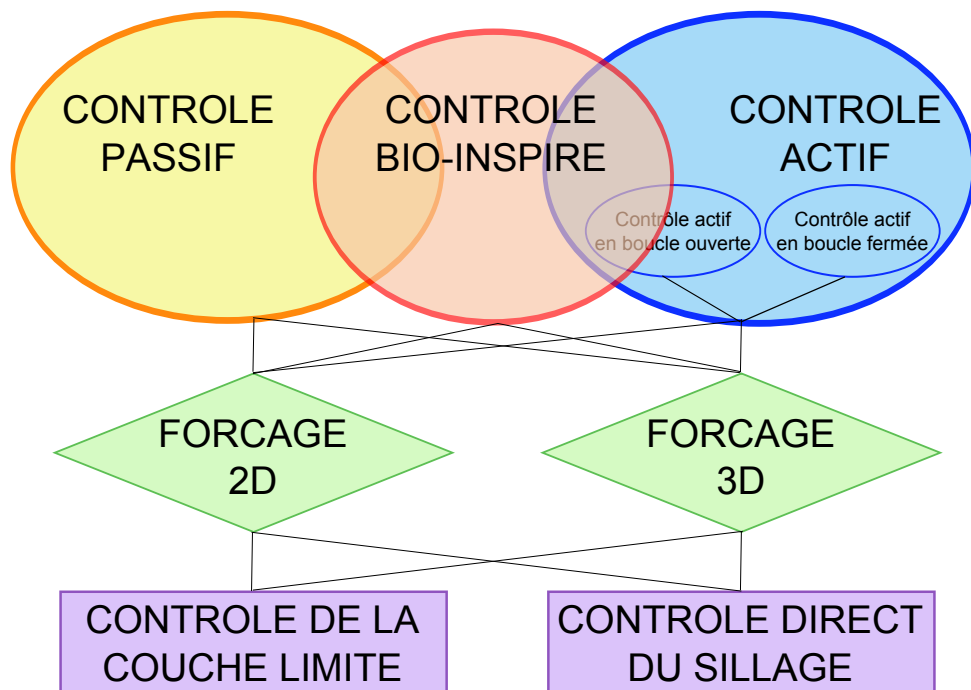


FIGURE 1.24 – Schéma permettant d'illustrer les différentes méthodes de contrôle d'écoulement appliquées au corps à profil épais. Inspiré et adapté de [37].

Dans la suite, on se propose donc de donner des exemples pertinents de différents dispositifs de contrôle afin d'illustrer les deux stratégies principales existantes (i.e. passive et active) mais également de mettre en évidence les différents phénomènes physiques induits par l'utilisation de ces dispositifs. Notons que l'on s'intéressera indifféremment à des études numériques ou expérimentales. De plus, pour l'ensemble des études présentées et sauf si il est spécifié autrement, le nombre de Reynolds est basé sur le diamètre de l'objet si l'objet est cylindrique (respectivement la longueur du côté pour un cylindre à section carrée), sur la hauteur du modèle dans le cas du corps de Ahmed ou d'un obstacle similaire et sur la corde dans le cas d'un profil d'aile. Bien qu'elle soit suffisante pour introduire le principe du dispositif développé cette revue ne se veut pas pour autant exhaustive. On orientera le lecteur intéressé vers des ouvrages tels que celui de Gad-el-Hak [57] ou les articles de Choi [37] ou de Bhushnan [22], qui proposent respectivement une revue complète du contrôle d'écoulement, du contrôle d'écoulement appliqué aux corps à profils épais et du contrôle d'écoulement biomimétique ou bio-inspiré.

4.2 Le contrôle passif

Comme précisé précédemment, le contrôle passif est basé sur une approche qui ne requiert pas l'apport d'une énergie extérieure, ce qui rend cette stratégie intéressante d'un point de vue industriel. Généralement, il consiste à modifier la forme géométrique de l'obstacle ou à introduire des éléments qui forcent l'écoulement à adopter un comportement particulier. Historiquement, c'est donc l'une des premières méthodes de contrôle à avoir été étudiées. A ce titre, on peut citer l'exemple des plaques séparatrices introduites par exemple dès 1955 par Roshko [130], puis par Bearman [13], Apelt et al. [7] et plus récemment par Shukla et al. [137] avec l'utilisation d'une plaque séparatrice mobile. Placées généralement au niveau de la face arrière et sur la ligne centrale des obstacles sur lesquels elles sont implémentées, elles sont principalement utilisées afin de réduire la surface transversale du sillage qui contribue à la traînée et d'augmenter la pression à la base de l'obstacle. De part leur positionnement, ces plaques augmentent la longueur de formation des structures tourbillonnaires dans le sillage proche.

Dans [130], Roshko observe grâce à l'utilisation d'une plaque séparatrice placée à l'arrière d'un cylindre à section circulaire pour $Re = 1,45.10^4$, une réduction de traînée allant jusqu'à 27% associée à une augmentation de la pression à la base du cylindre de 50%. Il propose également l'hypothèse que la plaque séparatrice empêche la communication entre les couches de cisaillement qui se développent de chaque côté du cylindre. Bearman [13] s'intéresse quant à lui à l'effet de la variation de la longueur de la plaque de séparation. Pour ce faire, il implémente des plaques de différentes longueurs à l'arrière d'une demi-ellipse pour une gamme de Re comprise entre $1,4.10^5$ et $2,56.10^5$. Les mesures de la pression au culot du profilé et de la vitesse de l'écoulement lui permettent de mettre en évidence l'existence de différents régimes d'écoulement en fonction de la longueur de la plaque. Ainsi les plaques dont la longueur ne dépasse pas la longueur caractéristique du modèle H , ont pour effet de repousser la longueur de recirculation en arrière de l'obstacle, ce qui revient à augmenter artificiellement la longueur de ce dernier. Il associe également à ce phénomène une augmentation de la pression à la base. Pour les plaques les plus longues, le lâcher tourbillonnaire est annihilé, l'écoulement recolle directement à la plaque. Apelt et al. [7] confirment ces résultats pour une plaque séparatrice placée à l'arrière d'un cylindre à section circulaire à $5.10^4 > Re > 10^4$ et observent pour des plaques séparatrices "courtes" (i.e. dont la longueur est inférieure ou égale à H) une réduction de la largeur du sillage qui est maximale pour une longueur de la plaque égale à H . Ces études démontrent que l'effet des plaques séparatrices fixes dépend principalement de leur longueur relative à celle de l'objet sur lequel elles sont appliquées.

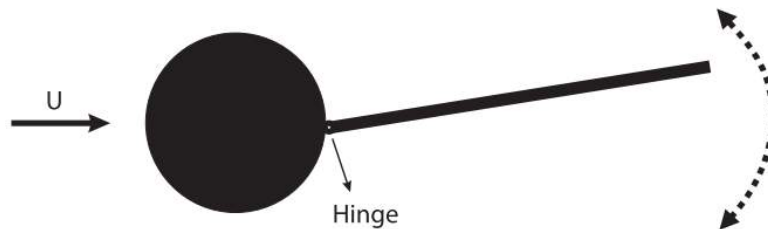
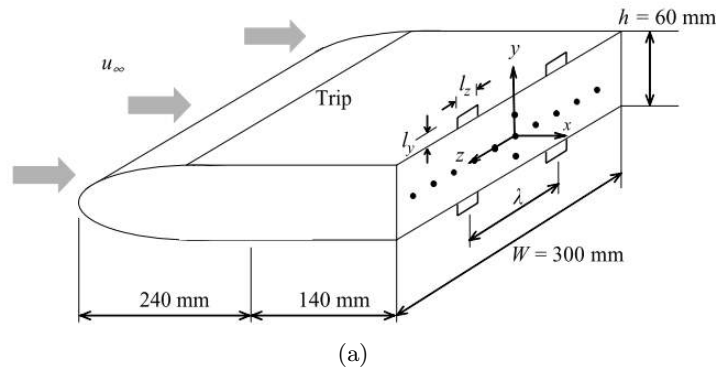


FIGURE 1.25 – Schéma de principe du dispositif utilisé par Shukla et al. d'après [137].

Shukla et al. [137] proposent d'étudier l'effet de la longueur des plaques séparatrices sur l'écoulement à l'arrière d'un cylindre à section circulaire, mais en autorisant un degré de liberté à la plaque. Cette dernière est laissée libre de pivoter autour de son bord d'attaque. Son mouvement est activé par l'écoulement ce qui permet de maintenir une communication entre les deux côtés de l'écoulement.

Le montage est illustré par la figure 1.25. L'étude de la dynamique montre que les oscillations de la plaque en fréquence et en amplitude dépendent à la fois du Re et de la longueur de la plaque. De plus, ils observent que pour un rapport entre la longueur de la plaque et le diamètre du cylindre supérieur ou égal à 4, le caractère des oscillations change (diminution de l'amplitude et régime d'oscillation apériodique) ce qui pourrait refléter un changement de la dynamique de l'écoulement. Pour ce régime, les dynamiques de la plaque et de l'écoulement ne seraient plus synchrones. Cependant en l'absence de mesure de vitesse et de pression, cette hypothèse reste à vérifier.



(b)



(c)

FIGURE 1.26 – (a) Schématisation du modèle étudié par Park et al. . Modélisation de l'écoulement instantané à $Re = 4,2 \cdot 10^3$ (b) dans le sillage non contrôlé et (c) dans le sillage d'un modèle avec plaques disposées en quinconces et espacées de deux fois la hauteur de l'obstacle. Extraits de [112].

Si on s'intéresse non plus à une application sur des profils cylindriques mais à des plaques séparatrices développées en vue d'une application automobile, on peut citer les travaux récents de Grandemange et al. [64] par exemple. Leur dispositif se base sur l'emploi de deux plaques placées sur les arêtes supérieure et inférieure du culot droit d'un corps de Ahmed dont ils font varier l'orientation. En jouant sur ce paramètre, ils observent l'existence d'une relation quadratique entre traînée et portance. Leurs

mesures mettent également en évidence une dépendance entre la réduction de traînée et la position angulaire choisie pour les deux volets. Pour leur configuration optimale, une réduction de traînée de l'ordre de 3% est obtenue par rapport au cas où la position angulaire des volets est nulle. Cependant, le problème dont relève l'utilisation des plaques séparatrices est l'encombrement qu'elles entraînent et leur influence néfaste sur le design du véhicule pour une application de type automobile. Ce constat a entraîné le développement de dispositif de contrôle de plus petite dimension tel que celui proposé par Park et al. [112] et qui est également représenté sur la figure 1.26(a). Ce dispositif est comparable aux générateurs de vortex introduit précédemment. L'étude numérique de Park et al porte sur un modèle bidimensionnel allongé avec un culot droit. Des plaques à longueurs finies sont réparties au niveau des arêtes supérieures et inférieures du modèle. Une étude paramétrique portant sur la hauteur et l'espacement des plaques montre que l'espacement optimal entre les plaques augmente avec leur taille et que leur hauteur doit être choisie en fonction de l'épaisseur de la couche limite au point de décollement. Pour leur étude cela correspond à une longueur de l'ordre d'un dixième de la hauteur du modèle. La présence des plaques a pour conséquence un forçage tridimensionnel de l'écoulement comme observé en comparant les figures 1.26(b) et 1.26(c). Ce phénomène s'accompagne d'une augmentation de la longueur de formation, d'une augmentation de la pression au culot et donc d'une réduction de traînée qui atteint 33% pour le cas optimal (plaques multiples et configuration symétrique des plaques positionnées sur les arêtes supérieure et inférieure).

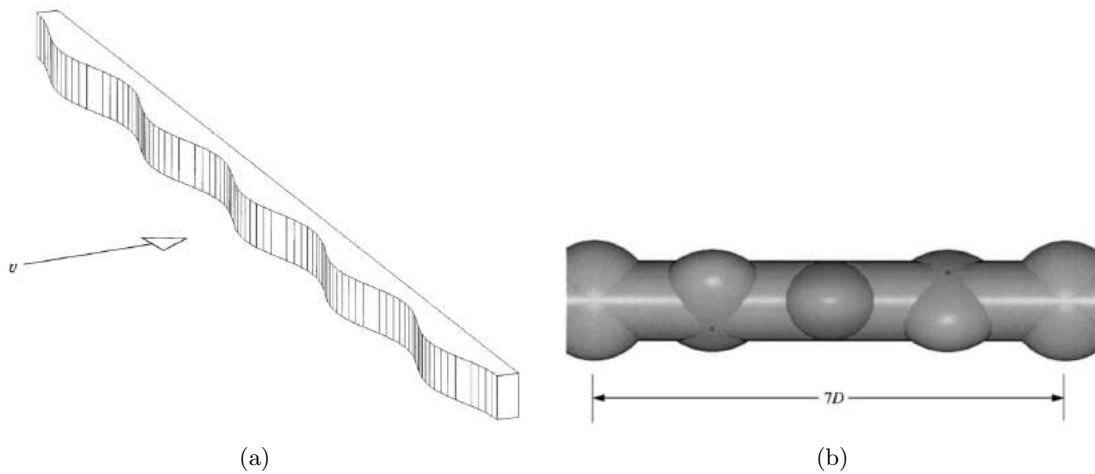


FIGURE 1.27 – Exemples de contrôle passif par introduction de perturbations géométriques sur un obstacle de type cylindre, d'après (a) [16] et (b) [108].

Une seconde méthode de contrôle passif consiste à modifier la géométrie d'un objet cylindrique en y introduisant des perturbations géométriques. Ces perturbations peuvent prendre la forme de vaguelettes dans la géométrie d'un cylindre à section rectangulaire ou en ajoutant des protubérances à un cylindre à section circulaire comme illustré sur les figures 1.27(a) et 1.27(b) respectivement. L'objectif est de réduire la traînée tout en atténuant le lâcher tourbillonnaire. Pour ces deux géométries des effets similaires sont observés. Dans [16], Bearman et Owen estiment que l'introduction de vaguelettes sur la face avant du cylindre conduit à une réduction de traînée maximale (estimée à partir de mesure de pression pariétale) pouvant atteindre 30% pour $Re = 4 \cdot 10^4$. De plus, ils observent que pour un rapport w/λ compris entre 0,06 et 0,09 (où w désigne l'amplitude et λ la longueur d'onde de la sinusoïde), le lâcher tourbillonnaire est supprimé. Pour une configuration similaire, mais pour des nombres de

Reynolds significativement inférieurs à ceux de Bearman et Owen ($500 > Re > 10$), Darekar et Sherwin [40] obtiennent par simulation numérique une réduction de traînée de 16% à $Re=100$ ainsi qu'un retard de l'apparition des instabilités dans l'écoulement. Enfin, Owen et al. [108] obtiennent également des tendances comparables pour deux configurations différentes. La première est un cylindre circulaire avec un axe sinusoïdale, la seconde correspond à la configuration de la figure 1.27(b). Plus récemment, He et al. [69] réalisent l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre carré dont les arêtes sont modifiées. La modification a pour effet de retarder le décollement ce qui s'accompagne d'un allongement de la zone de recirculation et d'une réduction de la largeur du sillage. Il montrent également que la diminution de la largeur du sillage évolue linéairement par rapport à la réduction de traînée estimée et inversement par rapport au nombre de Strouhal. Enfin comme pour les cas précédents, le lâcher tourbillonnaire est affecté par la modification de forme, les tourbillons sont de taille et d'intensité plus faible que pour le cas non modifié.

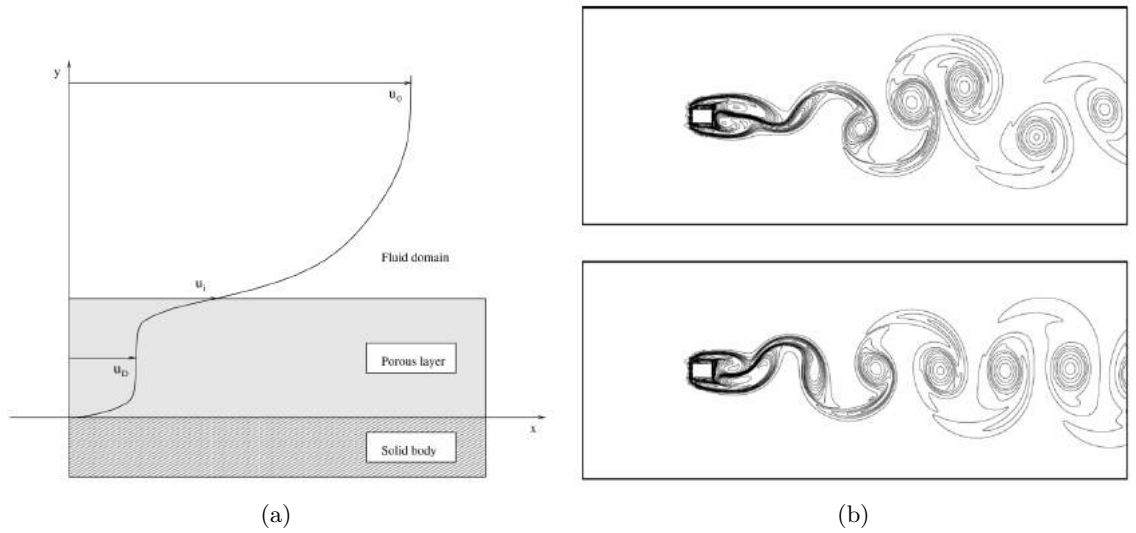


FIGURE 1.28 – (a) Profil de vitesse à l'interface d'un fluide, d'un milieu poreux et d'un solide. (b) Comparaison des champs de vorticités instantanés dans le sillage d'un cylindre carré à $Re = 300$ pour une configuration non contrôlée (haut) et contrôlée par adjonction d'une surface poreuse (bas). D'après [33].

Le contrôle de la traînée peut aussi passer par l'ajout d'un milieu poreux à la paroi. Comme en témoignent les études numériques de Bruneau et al. [32, 33] et de Venkatamaraman et Bottaro [153]. Ce type de contrôle s'apparente à une modification de l'état de surface du mobile considéré. Le matériau poreux entre le solide et le fluide joue un rôle d'amortisseur entre ces deux zones. Comme montré sur la figure 1.28(a), on peut alors distinguer trois zones et deux interfaces. Contrairement au cas d'une surface lisse, la vitesse d'écoulement à l'interface entre le milieu poreux et le fluide n'est pas nulle, la couche limite qui s'y développe normalement est donc perturbée. Le développement de la couche limite continue à suivre la théorie de Prandtl mais est conditionné par la différence entre la vitesse de l'écoulement libre et la vitesse à l'interface entre le fluide et le milieu poreux. Bruneau et al. [32] appliquent tout d'abord ce type de contrôle à un carré (calculs bidimensionnels) dont les surfaces sont remplacées par une couche de revêtement poreux. Pour un nombre de Reynolds de 300, la comparaison entre les champs de vorticités dans le sillage d'un cas contrôlé et non contrôlé est représentée sur la figure 1.28(b). Cette figure met en évidence une régularisation du lâcher tourbillonnaire. Ce phénomène

est associé à une diminution des fluctuations de portance et de la traînée de 29%. Cet effet est également confirmé pour différentes configurations à des nombres de Reynolds de $3 \cdot 10^3$ et $3 \cdot 10^4$, même si pour ces plages de variation la régularisation du lâcher tourbillonnaire et la réduction de traînée ne sont pas toujours corrélées. Fort des effets constatés pour le cylindre à section carrée, Bruneau et al. [33] proposent également une application sur le même principe à un corps de Ahmed. La couche poreuse est introduite soit uniquement sur la partie supérieure de l'obstacle, soit conjointement sur les parties supérieure et inférieure. Dans ce cas, la modification du développement des couches limites influe sur le décollement qui existe à la proximité du culot, ce qui se traduit par une augmentation du coefficient de pression et une diminution de la traînée. La réduction maximale de traînée (égale à 37%) est obtenue pour la première configuration, à $Re = 3 \cdot 10^4$.

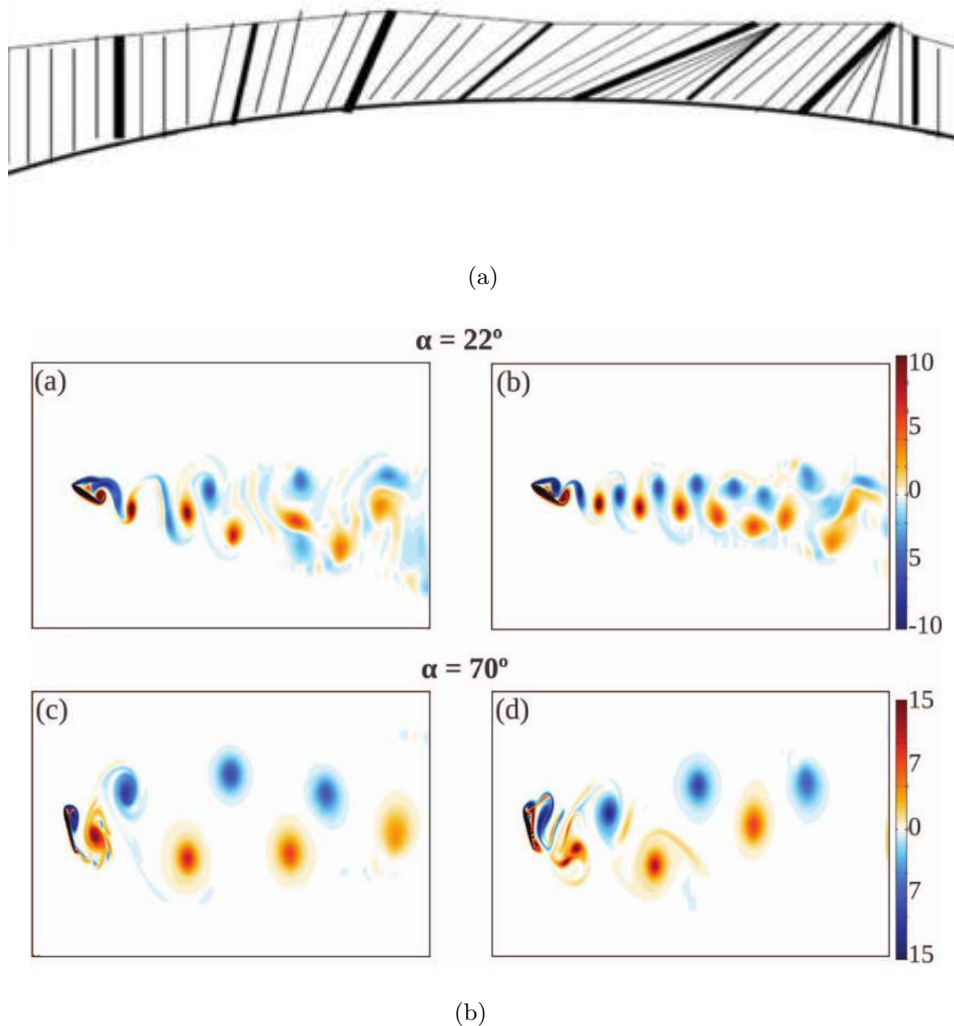


FIGURE 1.29 – (a) Schéma représentant le revêtement poro-élastique utilisé par Venkataraman et Bottaro. (b) Représentation du champ de vorticité instantané dans le sillage d'un profil NACA0012 à $Re = 1100$ (a) et (c) non contrôlé et (b) et (d) avec un revêtement poro-élastique. Extraits de [153].

Venkataraman et Bottaro dans [153] appliquent un revêtement poro-élastique (représenté sur la

figure 1.29(a)) sur un profil NACA0012. Le phénomène dont s'inspirent ces auteurs est similaire à celui de la présente étude et sera présenté en détail dans le chapitre 3. Le revêtement se compose de poils répartis sur l'extrados du profil et laissés libres d'interagir avec le fluide puisque libres de pivoter autour de leur point d'attache au profil. Leur comportement dépend donc principalement du fluide et ne nécessite pas d'apport d'énergie externe. A partir d'une étude numérique avec une méthode des frontières immergées, à $Re = 1,1.10^3$ et pour une configuration optimale, une réduction de la traînée et une augmentation de la portance sont obtenues simultanément. L'amélioration des performances aérodynamiques s'accompagne d'une modification de la topologie de l'écoulement. La figure 1.29(b) met en évidence une régularisation du lâcher tourbillonnaire comparable à celle observée par Bruneau et al. [33] pour le cylindre à section carrée et ce pour deux angles d'incidences différents.

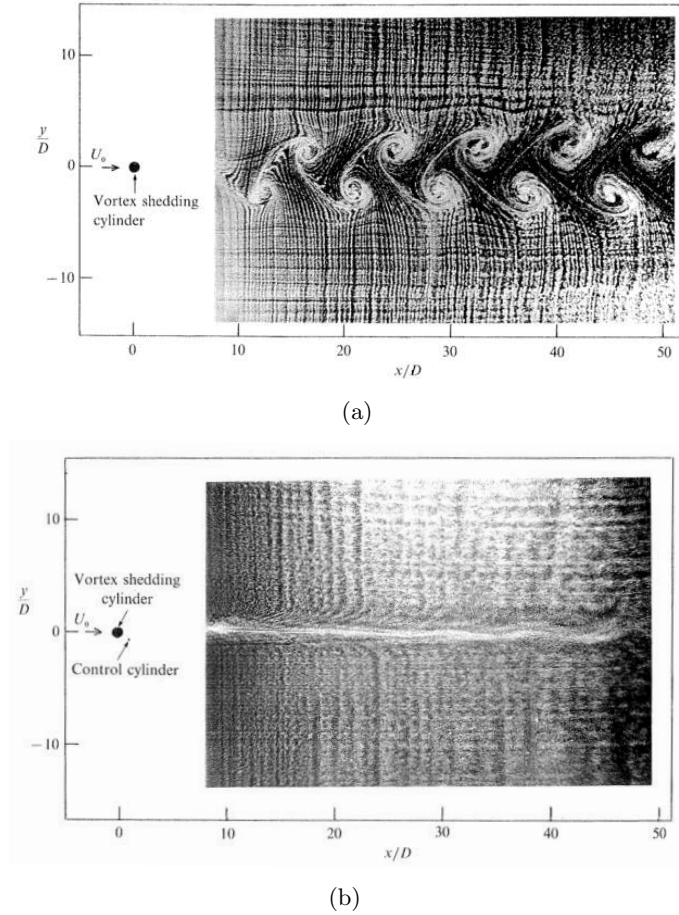


FIGURE 1.30 – Visualisation du sillage du cylindre carré par bulle d'oxygène à $Re = 80$ (a) sans et (b) avec cylindre de contrôle ($H_{cont}/H = 7$), d'après [142].

Enfin, une dernière stratégie de contrôle développée principalement pour les objets cylindriques repose sur l'utilisation d'un cylindre de diamètre plus petit (H_{cont}) que l'objet à contrôler. Ce cylindre de contrôle peut être placé en aval ou en amont de l'obstacle à contrôler et parallèlement à ce dernier. Le principe est que le cylindre de contrôle induit un forçage qui a pour effet de modifier l'écoulement de base et donc d'agir sur les instabilités qui s'y développent. Cette méthode de contrôle date du début des années 1990 et l'une des premières études relatives à ce type de contrôle est attribuée à

Strykowski et Sreenivasan [142]. Ces auteurs montrent à travers une méthode empirique que le lâcher tourbillonnaire est sensible à la présence du cylindre de contrôle et que dans certains cas ce dispositif permet même la suppression de ce phénomène comme illustré sur la figure 1.30. Ils établissent ainsi une carte de sensibilité spatiale de l'écoulement et proposent l'idée d'un mécanisme de stabilisation de l'écoulement sur le modèle de Gerrard [59].

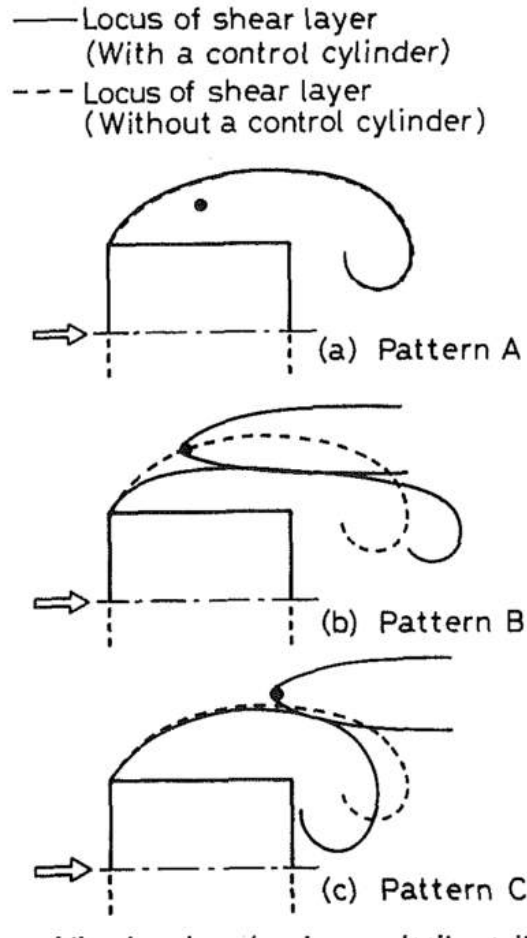


FIGURE 1.31 – Schéma illustrant les scénarios possibles pour développement de la couche de cisaillement en fonction de la position du cylindre de contrôle. Extraits de [132].

Sur le même principe, Sakamoto et al. [132] proposent d'agir sur la couche de cisaillement qui se développe sur le côté d'un cylindre carré à $Re = 4,2 \cdot 10^4$. Ils montrent ainsi que les efforts moyens et fluctuants qui s'appliquent au cylindre à section carrée peuvent être réduits. Une action maximale sur les efforts est mesurée quand le cylindre de contrôle est placé au niveau de la limite supérieure de la couche de cisaillement. Pour cette configuration, une réduction de la traînée moyenne de 30% est obtenue et les fluctuations de traînée et portance sont réduites de 95% et 75% respectivement. Les mesures de Sakamoto et al. leur permettent d'établir une carte de sensibilité autour du cylindre. Les zones de l'écoulement pour lesquelles la présence du cylindre de contrôle est la plus efficace sur les grandeurs globales de l'écoulement (traînée et portance moyenne, fluctuations de traînée et portance et nombre de Strouhal) sont identifiées. La carte relative à la traînée moyenne est reportée sur la figure 1.33(a). Le cylindre agit à la fois sur l'intensité des tourbillons de Kelvin-Helmoltz qui se

développent dans la couche cisailée et sur l'enroulement de cette dernière à l'arrière du cylindre. La figure 1.31 illustre l'action du cylindre de contrôle sur la position et l'enroulement de la couche de cisaillement. Notons que même s'ils n'agissent que sur un des côtés du cylindre, l'effet du contrôle est ressenti également sur le second côté. Une augmentation du nombre de Strouhal est également mesurée pour les cas contrôlés optimaux.

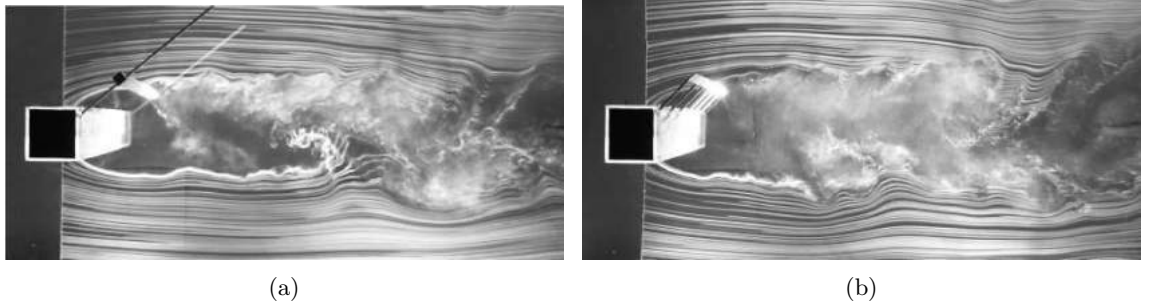


FIGURE 1.32 – Visualisation par fumée du sillage d'un cylindre carré contrôlé par (a) un cylindre à section carrée et (b) une plaque constituée de languettes d'après [136].

Plus récemment, l'étude expérimentale de Shao et Wei [136] porte sur le même type de contrôle, toujours appliqué à un cylindre à section carrée pour $1,12 \cdot 10^4 \leq Re \leq 1,02 \cdot 10^5$. Leur intérêt se porte principalement sur l'effet de la forme de l'objet de contrôle. Deux cylindres à section carrée et circulaire, une plaque trapézoïdale et une plaque formée de languettes sont utilisés successivement pour le contrôle. Leurs mesures montrent qu'il est possible de supprimer l'instabilité absolue (liée au lâcher tourbillonnaire) qui se développe dans le sillage d'un cylindre à profil carré. Cet effet est conditionné par la taille de l'objet de contrôle sauf pour l'objet à section circulaire pour lequel il n'est pas constaté. Les visualisations de la figure 1.32 illustrent ce propos.

Parezanović et Cadot [111] proposent le même type d'étude mais cette fois-ci dans le sillage d'une géométrie de type "D-shaped". Ils réalisent une étude de sensibilité du sillage, à l'aide de deux cylindres de contrôle à section circulaire de différents diamètres. L'un a un diamètre plus petit et l'autre plus grand que l'épaisseur de la couche de cisaillement qui se développe de chaque côté de l'obstacle. Leurs mesures anémométriques et de pression pariétale leur permettent d'établir une carte de sensibilité autour de leur obstacle à $Re = 1,3 \cdot 10^4$. Cette carte permet d'identifier les zones où la présence du cylindre autorise un changement efficace de la fréquence globale. Elle est reproduite et comparée aux résultats des calculs théoriques de Meliga et al. [96]. Ces auteurs montrent que les résultats obtenus expérimentalement sont comparables à ceux obtenus par le calcul. L'approche de Meliga et al. se base sur une modélisation du cylindre de contrôle sous la forme d'un effort égal et opposé à l'effort de traînée qu'exercerait l'écoulement de base sur le cylindre. Une analyse de stabilité basée sur une méthode adjointe est ensuite réalisée. L'avantage de cette méthode est que contrairement à l'approche empirique qui nécessite un grand nombre d'essais, l'approche théorique est plus directe. Plus récemment Meliga et al. [95] ont appliqué une méthode de calcul similaire pour le contrôle d'un cylindre carré à $Re = 2 \cdot 10^4$. Leurs résultats reproduits sur la figure 1.33(b) sont en accord avec ceux de Sakamoto et al. également reproduits sur la figure 1.33(a).

L'ensemble des cas présentés rentrent dans la catégorie du contrôle passif "en boucle ouverte", leur principe de fonctionnement repose sur l'idée qu'une modification stationnaire intervenant dans les conditions d'un écoulement peut affecter sa dynamique de manière significative. Cependant, le

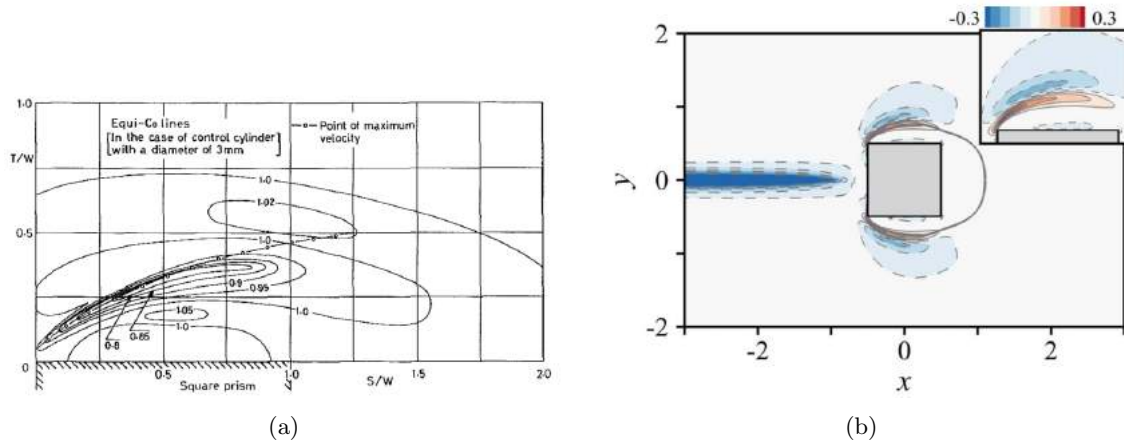


FIGURE 1.33 – Carte de sensibilité relative à la traînée moyenne subie par un cylindre à section carrée d’après (a) [132] et (b) [95].

revers de ces méthodes est que leur efficacité repose sur des conditions expérimentales particulières, à l’exception de deux des exemples présentés (ceux de Shukla et al [137] et Venkatamaran et Bottaro [153]), les dispositifs ne sont pas capables de s’adapter à une évolution de l’écoulement vers un autre état que celui fixé au départ.

4.3 Le contrôle actif

On s’intéresse maintenant aux dispositifs de contrôle actifs. Cette stratégie repose essentiellement sur l’injection de quantité de mouvement au sein de l’écoulement afin d’en modifier les propriétés, elle nécessite donc l’apport d’une énergie externe à l’écoulement. Comme pour le contrôle passif, on peut adopter un mode de fonctionnement pour lequel l’actionneur est mis en fonctionnement sans avoir de connaissance a priori des propriétés de l’écoulement. On parle alors de contrôle en boucle ouverte. En opposition, cette stratégie de contrôle autorise également une action en boucle fermée. Dans ce cas, les paramètres de fonctionnement de l’actionneur sont déterminés et modifiés en fonction de l’état de l’écoulement par le biais d’un ou plusieurs capteurs. Les moyens d’actions sont nombreux : paroi mobile, aspiration et soufflage continus, jets synthétiques, jets pulsés... Des exemples de systèmes de contrôle actif sont proposés dans la suite.

Pour illustrer l’action de contrôle par paroi mobile, on peut citer les travaux de Zhang et al. [167, 168]. Ces auteurs perturbent la surface latérale d’un cylindre à section carrée à l’aide d’actionneurs piézoélectriques. Deux configurations distinctes sont étudiées pour chacun des articles cités. Dans [167], le cylindre est monté sur ressort alors que dans [168], le cylindre considéré est fixe. Le dispositif utilisé permet un contrôle en boucle fermée par régulation à action proportionnelle-intégrale-dérivée (PID). Ce type d’asservissement repose sur la minimisation d’une erreur égale à l’écart entre la consigne et la sortie mesurée du système. Le signal utilisé afin de réaliser l’asservissement est un signal issu de mesure anémométrique de type fil chaud pour les deux études. Un asservissement utilisant la mesure des vibrations structurelles et un couplage avec le signal anémométrique sont également étudiés dans [167]. La réduction de traînée estimée pour cette étude atteint 21% pour un contrôle en boucle ouverte et peut atteindre 35% pour le cas optimal obtenu avec un contrôle en boucle fermée pour

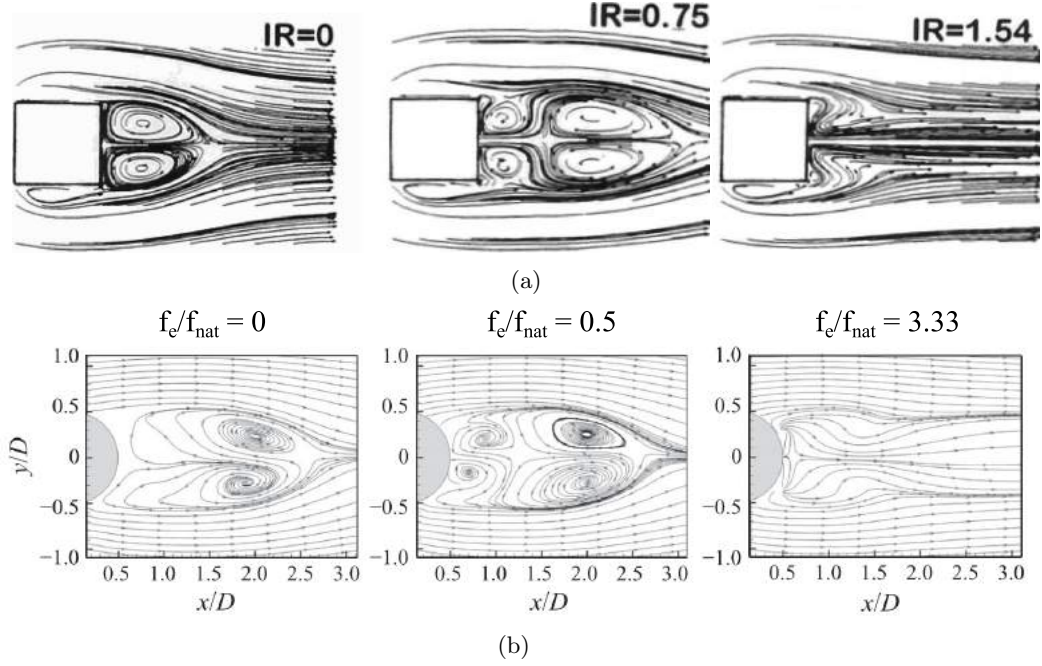


FIGURE 1.34 – (a) Comparaison de la topologie de l'écoulement moyen derrière un cylindre à profil carré pour un cas non contrôlé et deux cas contrôlés (taux d'injection variable induit par le jet, IR) à l'aide des lignes de courant adaptée de [80]. (b) Comparaison de la topologie de l'écoulement derrière un cylindre à profil circulaire pour un cas non contrôlé et deux cas contrôlés (où f_e représente la fréquence d'excitation et f_{nat} la fréquence caractéristique du sillage non contrôlé) à l'aide des lignes de courant adaptée de [50].

$Re = 3500$. La diminution de la traînée s'accompagne d'une réduction des vibrations structurales (de 82%) et des fluctuations de vitesse (de 70% pour la vitesse longitudinale). Les effets constatés résultent du déphasage entre les vibrations structurales induites par le dispositif de contrôle et le lâcher tourbillonnaire. Un autre paramètre qui permet de différencier contrôle en boucle ouverte et en boucle fermée pour cette application est l'amplitude de la perturbation nécessaire pour l'efficacité du système. Dans le second cas, elle est moins importante, ce qui suggère une consommation d'énergie moins importante également. Dans [168], une étude comparable est menée pour un cylindre fixe. Dans ce cas, trois nombres de Reynolds 3200, 7400 et 9500 ont été testés. Les effets sont comparables pour les trois configurations. Une réduction de traînée pouvant atteindre 20% est mesurée. Cette réduction s'accompagne d'une réduction des fluctuations de traînée et portance de 42% et 51% respectivement. Comme pour la première étude, ces effets sont obtenus quand le lâcher tourbillonnaire et les perturbations sont anti-phasés. De plus, Zhang et al. montrent que le contrôle sur un seul des côtés du cylindre n'a pas d'effet sur la symétrie du sillage.

Koutmos et al. [80] étudient expérimentalement et numériquement le sillage d'un cylindre carré à $Re = 8520$. Le cylindre est contrôlé par soufflage continu sur la ligne centrale. L'action est réalisée par le biais de 125 trous de 1 mm de diamètre et espacés de 0,125 mm. Le soufflage induit des changements topologiques dans l'écoulement. Ainsi pour un faible taux d'injection, l'émergence de quatre zones de recirculation, au lieu de deux pour un cylindre non contrôlé, peut être observée dans le sillage proche du cylindre. Ce résultat est illustré par la figure 1.34(a). A mesure que le taux d'injection augmente,

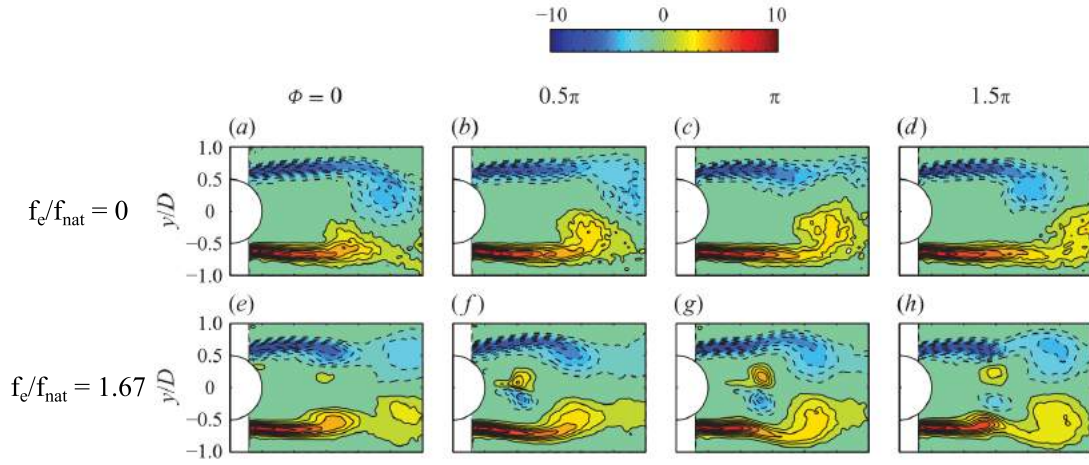


FIGURE 1.35 – Champs de vorticité obtenus par moyenne de phase pour le cas naturel et un cas contrôlé adaptée de [50].

la longueur de recirculation augmente également, jusqu'à ce que le jet pénètre la zone de recirculation initiale. Les phénomènes observés sont alors comparables à ceux décrits précédemment dans le cas de l'utilisation de plaques séparatrices, le jet empêche la communication entre les zones de cisaillement qui se développent sur chaque côté du cylindre et agissant sur l'entraînement de l'écoulement.

Sur le même principe que Koutmos et al., Feng et Wang [50] contrôlent l'écoulement sur la ligne centrale à l'arrière d'un cylindre à section circulaire. Le dispositif de contrôle est différent, il s'agit ici d'un jet synthétique bidimensionnel. L'actionneur est composé d'un piston mis en mouvement par un système bielle-manivelle. Le piston génère une succession de phases de soufflage et d'aspiration. Le débit moyen généré est nul. Ce type de contrôle peut également être obtenu à l'aide d'actionneurs de type électro-dynamique (haut-parleurs) ou piézo-électrique. Une fente de 1 mm de large et de 50 mm de long parallèle à l'axe du cylindre permet d'obtenir un jet bidimensionnel. De manière similaire aux résultats obtenus par Koutmos et al. et comme l'illustre la figure 1.34(b), la topologie moyenne de l'écoulement est affectée par le jet. Dans le cas où la fréquence d'excitation du jet est suffisamment importante ($f_e/f_{nat} \geq 0,83$), les lignes de courant laissent apparaître deux tourbillons contrarotatifs supplémentaires dans le sillage du cylindre. D'un point de vue dynamique, ces tourbillons générés à la proximité de la fente sont convectés vers l'aval de l'écoulement et interagissent avec les couches de cisaillement. La circulation, la trajectoire et la vitesse de convection des tourbillons du sillage s'en trouvent affectées et un mécanisme de lâcher symétrique se met en place. Ce phénomène est illustré par la figure 1.35. Cet effet est comparable à l'un des scénarios de contrôle proposé par Pastoor et al. dans [113] et illustré par la figure 1.37(b)(c).

Intéressons-nous à l'étude expérimentale de Pastoor et al. [113]. Ces derniers proposent de contrôler une géométrie de type "D-shaped" (voir figure 1.36) par jets pulsés pour une gamme de Re basée sur le hauteur du corps comprise entre $2,3 \cdot 10^4$ et $7 \cdot 10^4$. Leur étude traite à la fois du contrôle en boucle ouverte et fermée. S'agissant d'un corps épais, l'objectif est le contrôle de la pression au niveau du culot droit. A cette fin, les jets sont placés de part et d'autre, au niveau des arêtes supérieure et inférieure du culot. L'effet du contrôle est estimé à l'aide de capteurs de pression répartis sur la surface du culot. Dans la configuration optimale obtenue (soufflage sinusoïdal de fréquence correspondant au nombre de Strouhal dominant du sillage, i.e. $St = 0,15$) une augmentation de 40% de la pression au culot est

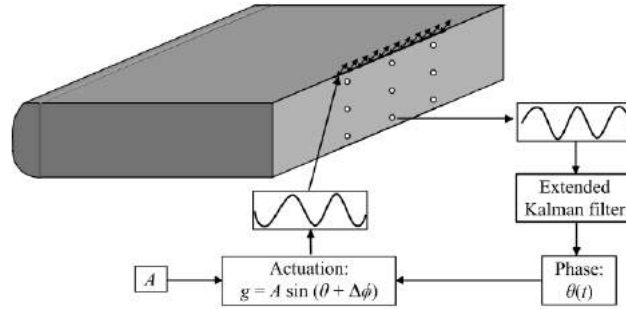


FIGURE 1.36 – Schéma de principe du dispositif de contrôle utilisé par Pastoor et al. D'après [113].

obtenue. A ce phénomène sont associées une diminution nette de la traînée moyenne de 15% et une augmentation significative de la longueur de formation. Ils estiment également que pour un ensemble de jet répartis sur toute la longueur de l'obstacle (ce n'est pas le cas pour cette étude), la diminution de traînée pourrait être augmentée de 50%.

L'effet du contrôle sur le sillage est représenté sur la figure 1.37(a). Pastoor et al. montrent ainsi que la fréquence du contrôle force le sillage proche du culot sur un mode symétrique repoussant l'apparition de la dissymétrie du sillage plus en aval dans l'écoulement. Pour obtenir cet effet, la synchronisation des couches de cisaillement inférieure et supérieure est forcée. L'action du dispositif de contrôle s'applique donc sur les structures cohérentes et donc sur les grandes échelles de l'écoulement. Ils identifient deux avantages majeurs à ce type de contrôle, le premier est que le niveau d'énergie nécessaire pour obtenir un effet est faible, le second repose sur une meilleure robustesse du contrôle. Le fait que l'échelle de temps du dispositif de contrôle soit basée sur le temps des processus physiques assure une adaptation rapide aux changements pouvant intervenir dans l'écoulement. En plus de ces observations, Pastoor et al. proposent également d'autres possibilités de contrôle en boucle fermée par modification du sillage, comme l'illustre la figure 1.37(b).

5 Synthèse

Le sujet de la première partie de ce chapitre était d'introduire le contexte dans lequel se place la présente étude et de justifier l'utilisation du cylindre à section carrée comme support pour l'implémentation de nos dispositifs de contrôle d'écoulement. Dans la suite du chapitre, les différents phénomènes physique en présence dans le sillage des corps épais sont présentés. Si la revue de la littérature proposée ne se veut pas exhaustive, elle permet néanmoins de mettre en évidence l'impact du mécanisme de décollement, sur la dynamique de l'écoulement autour et dans le sillage des corps épais. On notera que le terme corps épais désigne aussi bien les cylindres à section circulaire, rectangulaire ou carré que le corps de Ahmed ou les profils d'aile en incidence,... Il existe une grande diversité de ce type d'obstacles mais leur dénominateur commun est de devoir subir quand il sont mis en mouvement dans un écoulement (ou quand l'écoulement qui les entoure est en mouvement) l'action des différents décollements qui s'opèrent à leur proximité. Ce n'est pas anodin, puisque ces phénomènes sont néfastes, dans le sens qu'ils sont générateurs de traînée. Cette force, introduite dans la troisième partie de ce chapitre, s'oppose à l'avancement du mobile dans l'écoulement et entraîne donc dans le cas d'une application au domaine des transports, une augmentation de la consommation de carburant. Il est donc nécessaire

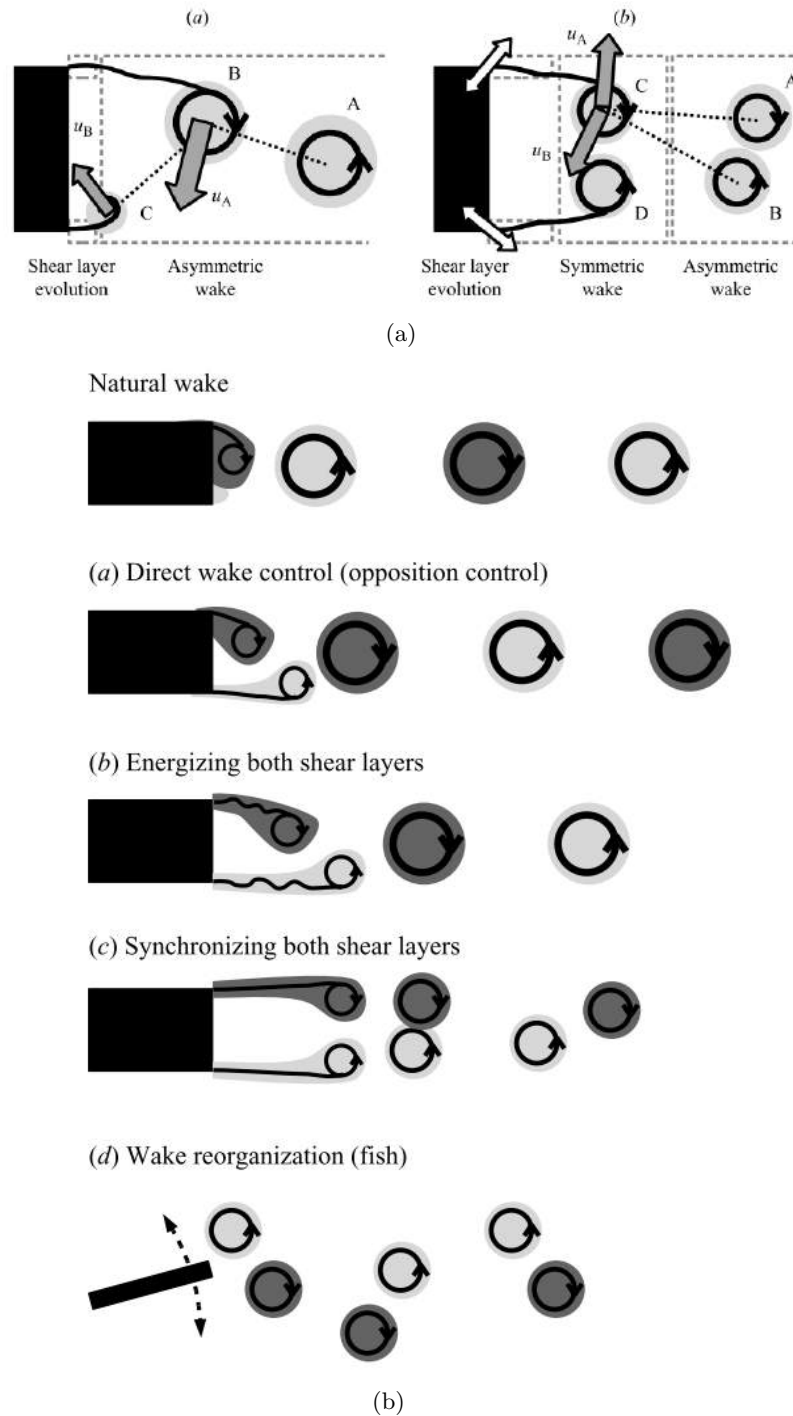


FIGURE 1.37 – (a) Schéma de principe expliquant l'effet des jets pulsés sur le sillage. (b) Différents scénarios de contrôle actif proposés par Pastoor et al.. Extraits de [113].

de faire le lien entre l'écoulement et les efforts que subit l'obstacle considéré. A ce titre une méthode d'estimation de la traînée par analyse du sillage a également été présentée dans ce chapitre et permet de distinguer deux contributions à cette effort.

Si la réduction de la traînée est l'une des motivations majeures pour le développement de dispositif de contrôle d'écoulement, il faut aussi prendre en compte le fait que l'interaction entre le fluide et le solide est également à l'origine de vibrations. Ces dernières génèrent des bruits aéro-acoustiques parasites, mais également une fatigue structurelle sur le solide étudié. Dans ce contexte, développer des systèmes pour altérer voire supprimer les décollements est nécessaire et c'est tout l'intérêt du contrôle d'écoulement introduit dans la dernière partie de ce chapitre. Les deux stratégies de contrôle passive et active sont présentées à travers des exemples choisis. Les solutions de type passive consistent à l'utilisation de plaques séparatrices, de surfaces poreuses ou encore de cylindres de petites tailles placés dans le sillage de l'objet d'étude. La seconde stratégie qualifiée d'active se base sur l'utilisation de dispositifs qui se composent principalement d'actionneurs fluidiques. Le principe est soit de vectoriser l'écoulement à la manière des plaques séparatrices, soit d'introduire une perturbation dans l'écoulement à une fréquence donnée. Pour l'ensemble de ces configurations, la réduction de traînée mesurée s'accompagne d'une réduction de la taille du sillage, d'une augmentation de la longueur de recirculation et de la pression à l'arrière de l'obstacle. Dans certains cas, une action sur la dynamique du sillage a également été mise en évidence. Cependant, les solutions passives ne sont, en générales, pas capables de s'adapter aux changements subis par l'écoulement et le contrôle n'est pas robuste. Les solutions actives dépendent de l'utilisation d'une source d'énergie externe, on doit donc soustraire au gain mesuré, l'énergie consommée pour faire fonctionner le système.

Dans la suite du manuscrit, on développe un dispositif de contrôle qui s'inscrit dans une stratégie transverse. Cette dernière permet de combiner à la fois l'adaptabilité des dispositifs actifs et l'indépendance par rapport à une source d'énergie externe au fluide des solutions passives.

Chapitre 2

Dispositifs Expérimentaux et écoulement naturel

Dans le cadre de cette thèse, l'ensemble des résultats présentés sont issus de mesures expérimentales menées en soufflerie. C'est à partir de ces mesures que les avis scientifiques proposés dans ce manuscrit ont été émis. Il s'agit ici de présenter plus en détails l'ensemble des moyens expérimentaux déployés et le cadre dans lequel ils ont été utilisés.

Ce chapitre est scindé en cinq parties distinctes mais complémentaires. La première partie est consacrée à la description de la soufflerie dans laquelle les différents essais ont été réalisés. Cette description sera complétée par des résultats portant sur la caractérisation de la veine d'essai. La seconde partie est quant à elle consacrée à la présentation de la géométrie de référence utilisée dans le cadre de ce travail. La description des différents moyens de mesures mis en œuvre, que ce soit pour la mesure anémométrique ou pour la mesure d'efforts, sont proposées dans les troisième et quatrième parties respectivement. Outre la description de leur principe de fonctionnement, nous nous attarderons sur leurs limitations et leur complémentarité, qui seront illustrées par des résultats de mesures expérimentales pour l'écoulement naturel.

1 La soufflerie S2

Les expériences dont les résultats sont reportés dans cette thèse, ont été conduites dans la soufflerie S2 du laboratoire PRISME. Il s'agit d'une soufflerie subsonique de type Eiffel à circuit ouvert, dont la géométrie est introduite sur la figure 2.1. En amont de la veine se trouve un convergent équipé d'un nid d'abeille et de deux écrans suivis par une contraction de rapport 16 : 1. Ce dispositif assure l'homogénéité de l'écoulement en entrée de la veine d'essai et réduit le taux de turbulence résiduel. En aval de la veine d'essai, un diffuseur assure le ralentissement de l'écoulement avant son évacuation, limitant ainsi les fluctuations de pression dans la veine d'essai.

1.1 La veine d'essai

La veine d'essai est la partie centrale de la soufflerie puisque c'est à l'intérieur de cette dernière que les mesures ont lieu. Elle est longue de 2 m et possède une section carrée de 50 cm \times 50 cm, comme il

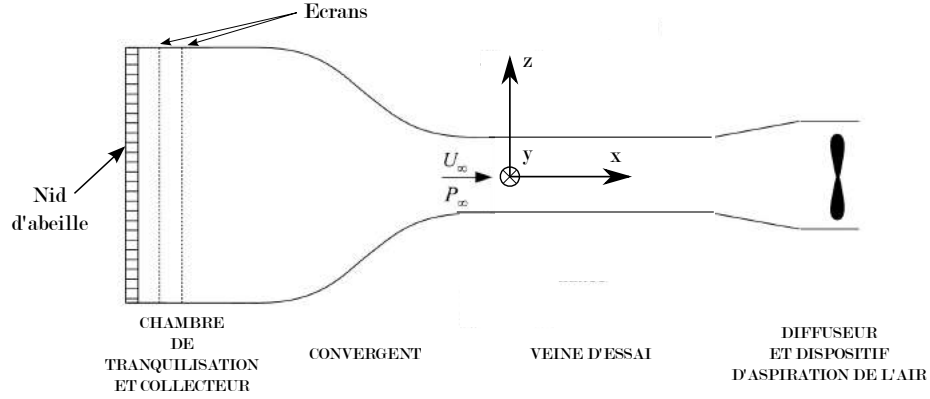


FIGURE 2.1 – Schéma de la soufflerie S2 du laboratoire PRISME.

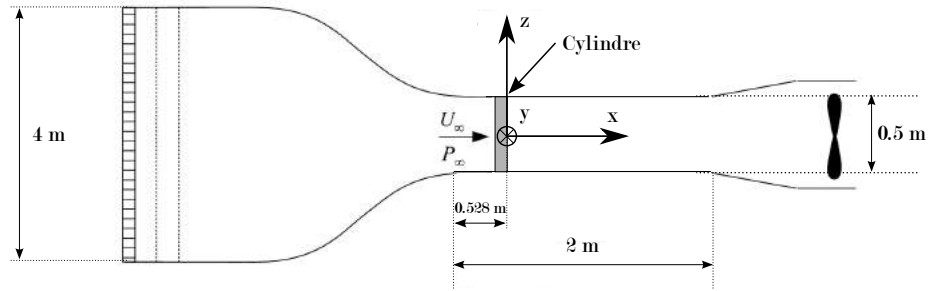


FIGURE 2.2 – Schéma de la soufflerie S2 reprenant ses principales dimensions

est rappelé sur la figure 2.2. L'écoulement d'air dans la section est généré par un ventilateur actionné grâce à un moteur électrique triphasé placé en aval de la section d'essai. La vitesse de rotation est donc liée à la tension d'alimentation de ce dernier. On vérifie sur la figure 2.3, que la vitesse de rotation est également proportionnelle à la vitesse de l'écoulement mesurée en entrée de veine, U_∞ . La mesure de la vitesse U_∞ en entrée de veine est obtenue à partir d'une mesure de pression différentielle δP_{CONV} aux bornes du convergent i.e. entre la section la plus large et la section la plus faible. Cette différence de pression δP_{CONV} est mesurée grâce à un micro-manomètre de type Furness FC014 dont la précision est de $0,01 \text{ mmH}_2\text{O}$ soit environ $0,13 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Au cours des essais, l'erreur de lecture de l'indicateur de pression manométrique est estimée à $0,1 \text{ mmH}_2\text{O}$ pour U_∞ inférieure ou égale à 10 m/s et à $0,5 \text{ mmH}_2\text{O}$ au delà, ce qui correspond à une incertitude inférieure à $3,3\%$ sur la mesure de U_∞ . La vitesse de l'écoulement obtenue dans la veine d'essai est comprise entre $2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $60 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'intensité turbulente résiduelle $(\sqrt{u'^2}/U_\infty)_{res}$ mesurée dans la veine est inférieure à $0,25\%$ (cf. paragraphe 1.2), avec $\sqrt{u'^2}$, la moyenne quadratique de la vitesse en entrée de veine.

La fermeture de la veine est assurée grâce à un assemblage de différentes planches en contre-plaqué de 120 et 240 mm de largeur et dont la longueur était suffisante pour couvrir la largeur de la veine d'essai. Une planche en contre-plaqué en un seul morceau couvrant la totalité de la veine et possédant un perçage central couvrant environ 80% de la longueur de la veine a également été utilisée. Ces deux

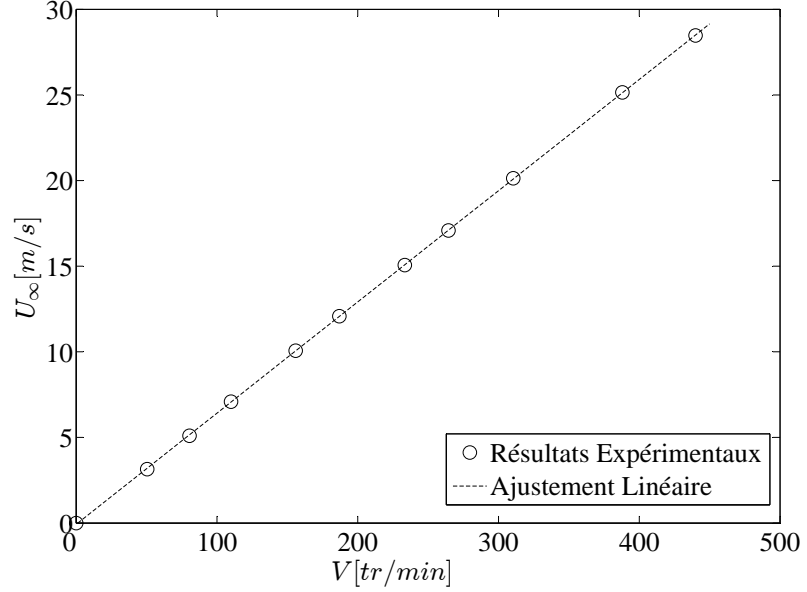


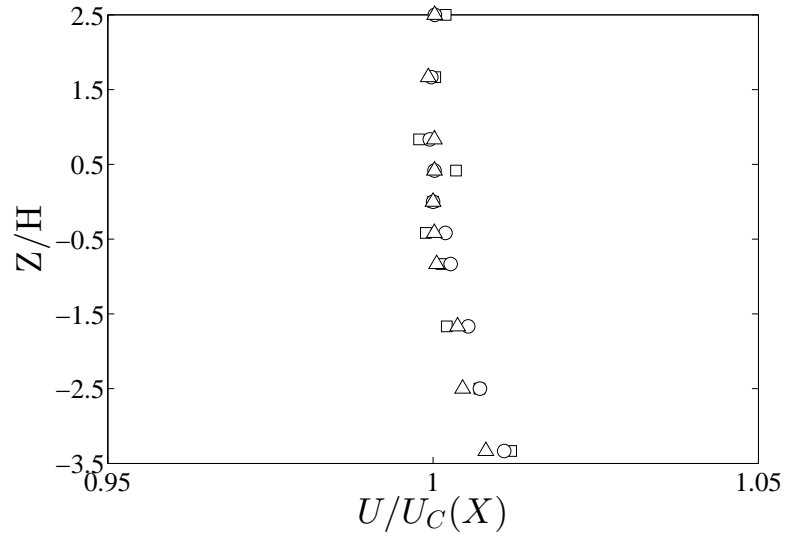
FIGURE 2.3 – Fonction de transfert du ventilateur de la soufflerie S2 à vide.

montages permettent d'assurer le passage des instruments de mesure tout en minimisant les fuites.

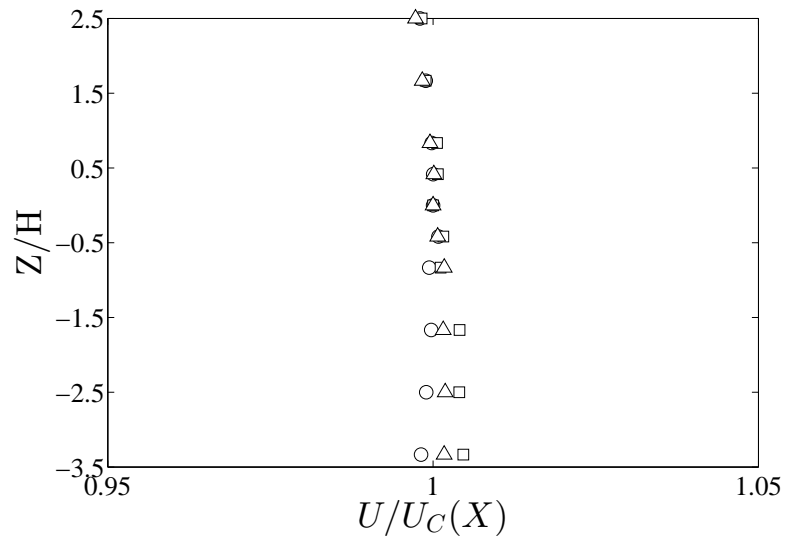
1.2 Caractérisation de l'écoulement dans la veine d'essai à vide

Une première série d'expériences a été réalisée afin de s'assurer de la qualité de l'écoulement dans la veine d'essai. Pour cela, les profils de vitesse moyenne U ont été mesurés par anémométrie fil chaud mono-composante pour différentes vitesses débitantes U_{∞} à plusieurs emplacements dans la veine d'essai. Les profils normalisés $U/U_C(X)$ en entrée de veine, avec $U_C(X)$ la vitesse moyenne au centre de la veine (en $X/H = -8,5$, $Y/H = 0$ et $Z/H = 0$, où H désigne la taille de l'arête du cylindre) sont tracés sur la figure 2.4(a). On voit clairement que le défaut d'homogénéité en entrée de veine est extrêmement faible et ce indépendamment de la vitesse débitante U_{∞} . Les figures 2.4(b) et 2.5 confirment que ce résultat reste valable à l'abscisse du centre du cylindre, soit pour $X/H = -0,5$ et à la limite du champ d'investigation, soit pour $X/H = 7,5$. Les profils d'intensité turbulente $\sqrt{u'^2}/U_{\infty}$ sont également tracés pour différentes vitesses débitantes aux mêmes abscisses, sur les figures 2.6, 2.7(a) et 2.7(b). On peut donc conclure sur l'absence de structures vorticitaires résiduelles dans la veine quelle que soit la vitesse débitante. Ces résultats valident donc l'homogénéité en espace de l'écoulement dans la veine libre.

Si on s'intéresse maintenant au profil de vitesse moyenne longitudinale à la proximité du sol de la soufflerie (cf. Fig 2.8(a), où Z_w désigne la coordonnée verticale de la paroi de la soufflerie), on observe l'existence d'une couche limite qui se développe sur toute la longueur de la veine d'essai. On suppose qu'un phénomène similaire existe sur chacune des parois de la soufflerie. Étant donné que les parois de la veine d'essai sont non divergentes, l'épaississement des couches limites va induire une augmentation de la vitesse dans la partie centrale de la veine. Ce phénomène est illustré par



(a)



(b)

FIGURE 2.4 – Profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés par la vitesse moyenne au centre de la veine (a) en entrée de veine ($X/H = -8,5$, $Y/H = 0$) et (b) au centre du cylindre ($X/H = -0,5$, $Y/H = 0$, \square , $U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \circ , $U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \triangle , $U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).

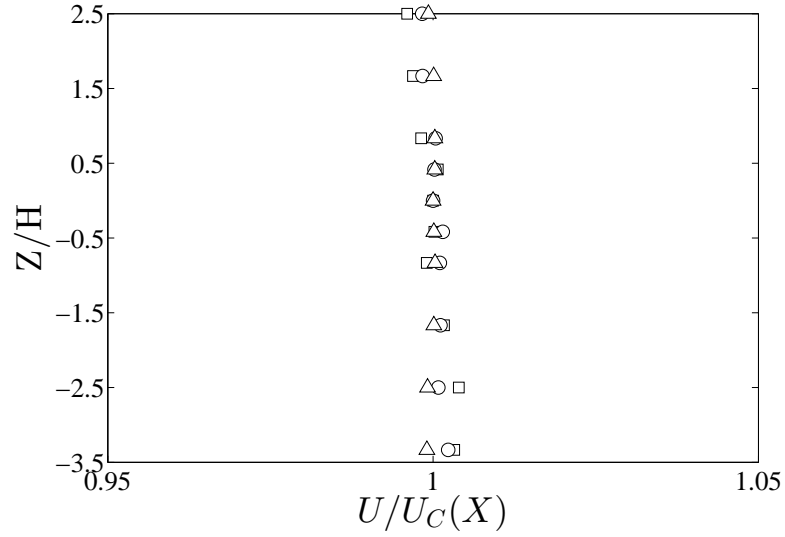


FIGURE 2.5 – Profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnés par la vitesse moyenne au centre de la veine à la limite du champ d’investigation ($X/H = 7,5$, $Y/H = 0$, \square , $U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \circ , $U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \triangle , $U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).

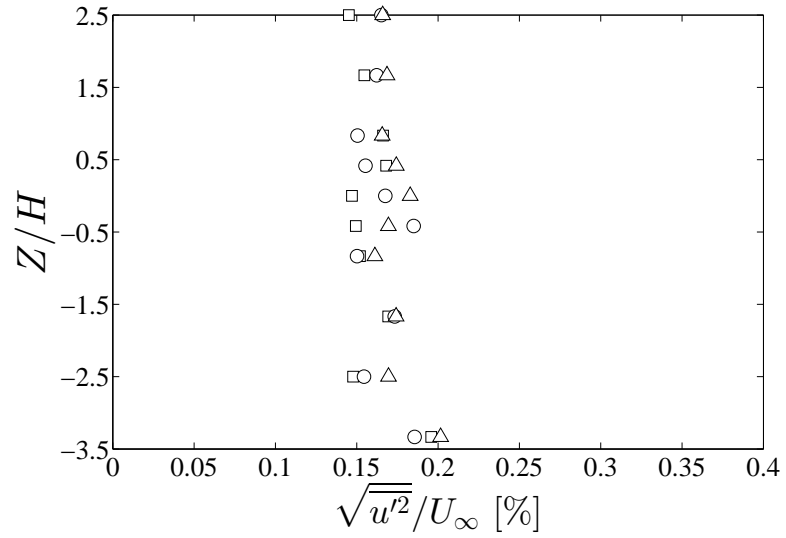
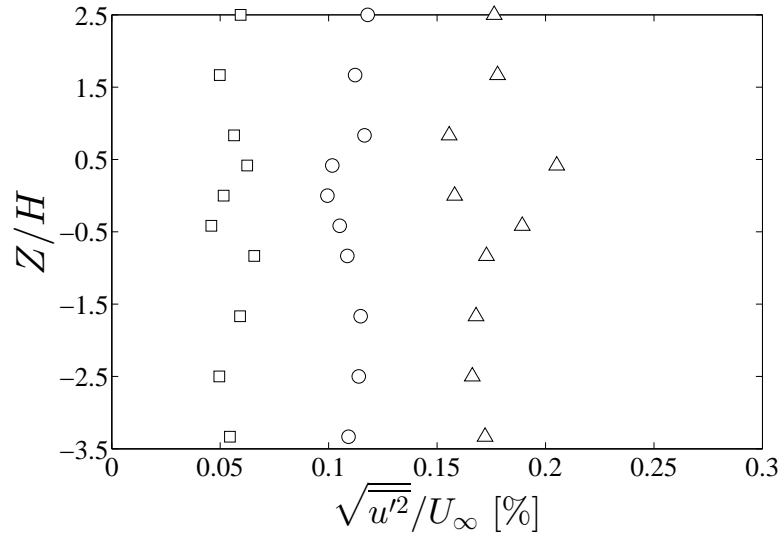
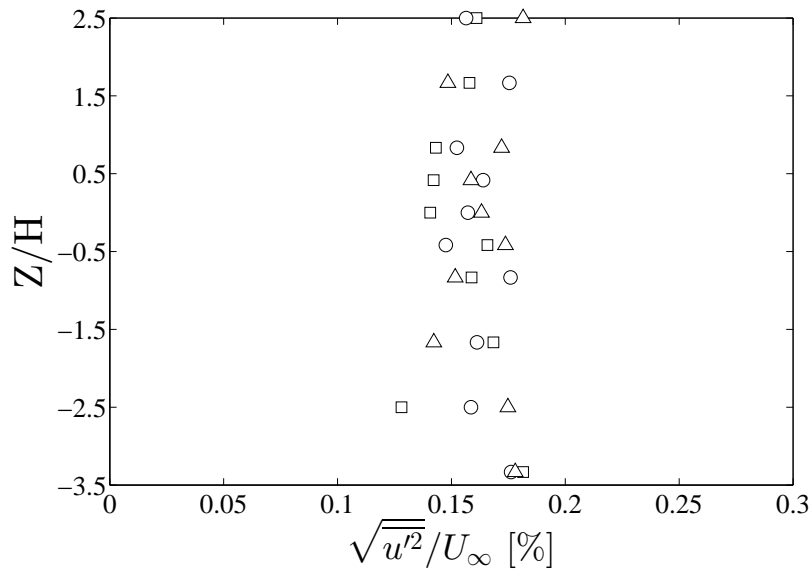


FIGURE 2.6 – Profils de l’intensité turbulente (donnée en % de la vitesse débitante) en entrée de veine ($X/H = -8,5$, $Y/H = 0$, \square , $U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \circ , $U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \triangle , $U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).

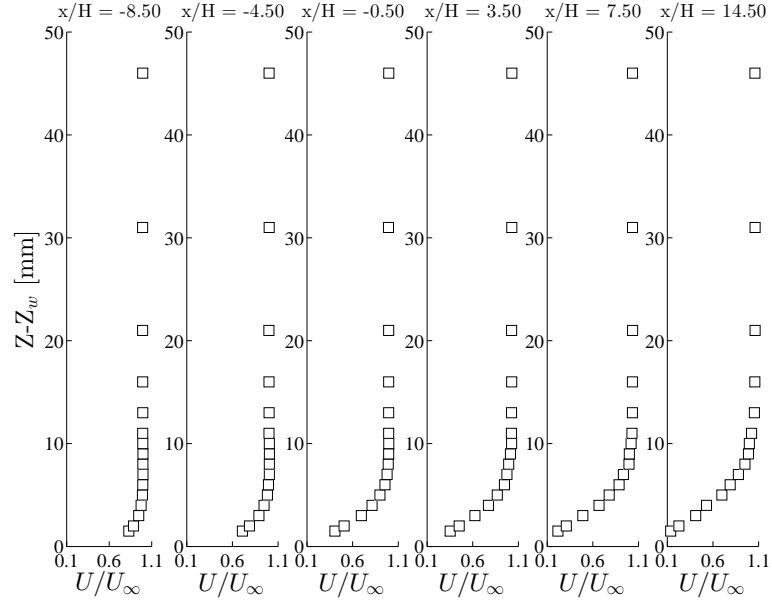


(a)

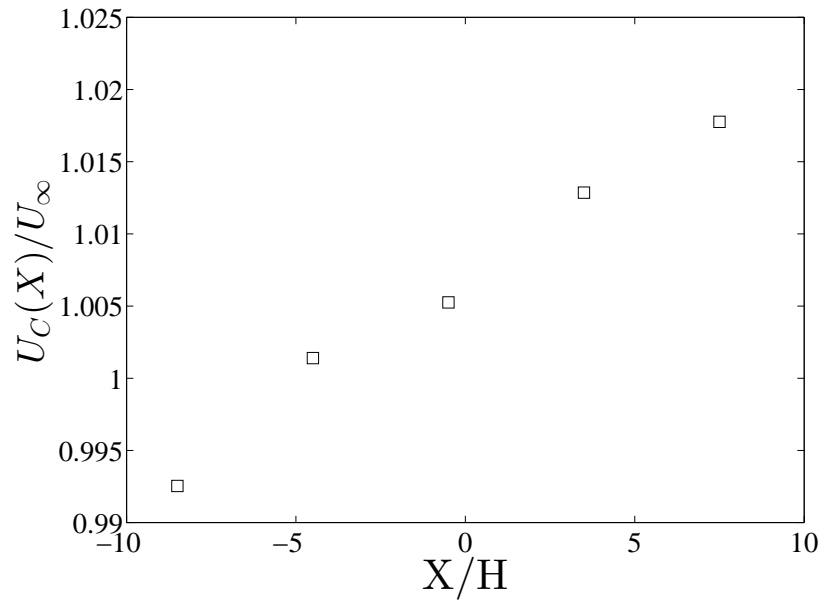


(b)

FIGURE 2.7 – Profils de l'intensité turbulente (donnée en % de la vitesse débitante) (a) au centre du cylindre ($X/H = -0,5$, $Y/H = 0$) et (b) à la limite du champ d'investigation ($X/H = 7,5$, $Y/H = 0$, \square , $U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \circ , $U_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, \triangle , $U_\infty = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).



(a)



(b)

FIGURE 2.8 – (a) Profils de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée en proche de la paroi. (b) Évolution longitudinale de vitesse moyenne longitudinale adimensionnée au centre de la veine d’essai (\square , $U_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).

la figure 2.8(b). Cependant les variations de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante U_∞ ne dépassent pas 2% sur toute la longueur du champ d'investigation. On peut raisonnablement considérer que l'écoulement généré dans la section d'essai est adapté pour nos mesures.

2 Géométrie de référence

Nous nous intéressons, dans cette étude, au champ proche autour d'un obstacle de type cylindre à section carrée de côté, $H = 60$ mm, placé verticalement et dont la longueur L_H , couvre l'intégralité de la veine d'essai (i.e. $L_H = 500$ mm). Ce cylindre, est réalisé en aluminium et est placé à 528 mm de l'entrée de la veine comme il est rappelé sur la figure 2.2. Les nombres de Reynolds extrémaux, calculés à partir du côté du cylindre, soit $Re = U_\infty H / \nu$ (où ν désigne la viscosité cinématique du fluide) sont compris entre 8.10^3 et 6.10^4 . Néanmoins dans le cadre de cette thèse, trois vitesses débitantes sont principalement testées, $U_\infty = 5, 10$ et $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ correspondant à des nombres de Reynolds, $Re = 19230, 38460$ et 57690 (arrondis à $2.10^4, 4.10^4$ et 6.10^4 , dans le reste de ce manuscrit). On rappelle, dans le tableau 2.1, les paramètres d'étude des références bibliographiques utilisées dans la suite du chapitre, comparées à celle de l'étude actuelle. Dans la suite de ce chapitre, les résultats des mesures effectuées pour l'écoulement naturel, ou non contrôlé, seront introduits et serviront de support pour montrer la complémentarité des moyens expérimentaux mis en œuvre.

3 Mesures vélocimétriques

3.1 Anémométrie au fil chaud (HW1C)

3.1.1 Dispositif expérimental

L'écoulement dans la veine d'essai est étudié à l'aide d'un dispositif expérimental par anémométrie fil chaud à température constante (Constant Temperature Anemometer, CTA). Le principe sur lequel est basé ce dispositif de mesure est rappelé brièvement dans l'annexe A. Ce dispositif est composé soit d'une sonde de proche paroi DANTEC à une composante de type 55P15 (caractérisation de la veine d'essai, cf. figure 2.9(a)), soit d'une sonde DANTEC à une composante de type 55P11 (mesure dans le sillage, cf. figure 2.9(b)), toutes deux de longueur $l_w = 1,25$ mm et de diamètre $d_w = 5 \mu\text{m}$. La figure 2.9(c) permet d'introduire le montage réalisé. Les sondes sont reliées à un anémomètre DISA de Type 55M01. On notera que pour ce genre de système la fréquence de coupure naturelle s'exprime sous la forme, $f_c \sim U/l$. Pour un écoulement à $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, on aura donc $f_c \sim 4 \text{ kHz}$ et pour un écoulement à $25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ $f_c \sim 20 \text{ kHz}$. La sonde est placée sur un support adapté, lui-même monté sur un mât profilé de telle sorte que la présence du mât dans l'écoulement n'ait qu'un impact limité sur les mesures réalisées. Le passage du mât dans la veine d'essai est assuré par l'utilisation d'un couple de planches pourvues, sur leur longueur, de poils en fibre plastique (de longueur 5 cm). Ce type de fermeture facilite le déplacement latéral de la sonde. Un deuxième montage avec une planche en contre-plaqué en un seul morceau couvrant la totalité de la veine et possédant un perçage central a été utilisé. Ce type de fermeture permet un déplacement longitudinal de la sonde. Il a été vérifié sur une zone de recouvrement que le changement de dispositif de fermeture n'affectait pas les mesures. Le mât est relié à un système de déplacement 3 composantes (ISELTM) piloté par ordinateur avec une résolution de

3. MESURES VÉLOCIMÉTRIQUES

Référence	Type de Tunnel	Méthode(s) de mesure	H [m]	Re	$I \equiv \frac{\sqrt{u'^2}}{U_\infty}$ [%]	St_H	Blocage [%]	L_z/H
Étude actuelle	Aérodynamique	Fil Chaud LDV2C PIV2C Pression Pesée	0,06	19230 38460 57690	0,25 $\pm 0,002$	$0,143 \pm 0,003$ $0,143 \pm 0,003$ $0,144 \pm 0,003$	12	8,3
Durão et al. (1988), [44]	Hydrodynamique	LDV2C	0,02	14000	6	0,13	13	6
Lyn & Rodi (1994 et 1995), [89] et [88]	Hydrodynamique	LDV2C	0,04	21400	2	$0,132 \pm 0,004$	7	9,75
Koutmos et al. (2004), [80]	Aérodynamique	LDV2C	0,008	8520	0,1	0,176	19	5,25
Huang et al. (2010), [71]	Aérodynamique	Fil Chaud Pression	0,06	$5 \cdot 10^3 < Re$ $Re < 1,2 \cdot 10^5$	$0,2 < I < 0,5$		10	10
Lee (1975), [85]	Aérodynamique	Pression	0,018	$1,76 \cdot 10^5$	0,5	0,122	3,6	9,2
Bearman & Obasaju (1982), [15]	Aérodynamique	Pression	0,051	22000	0,04	0,13	5,5	17
Sakamoto & Haniu (1991), [132]	Aérodynamique	Pression Pesée	0,042	$4,2 \cdot 10^4$	0,2		9,8	9,52
Norberg (1993), [102]	Aérodynamique	Pression	0,042 0,02	$400 < Re < 3 \cdot 10^4$	$I < 0,06$	0,13	$B < 1,6$ $1,5 < B < 4,7$	120 51
Noda & Nakayama (2003), [100]	Aérodynamique	Pression	0,06	68900	0,2	0,131	1,2	10
Vickery (1966), [154]	Aérodynamique	Pesée Pesée	0,042 0,15	42000 $1 \cdot 10^5$	0,2 10	0,12	9,8 7,2	9,52 13,8

Tableau 2.1 – Tableau récapitulatif des paramètres d'études expérimentales de l'étude actuelle comparés à ceux de la littérature.

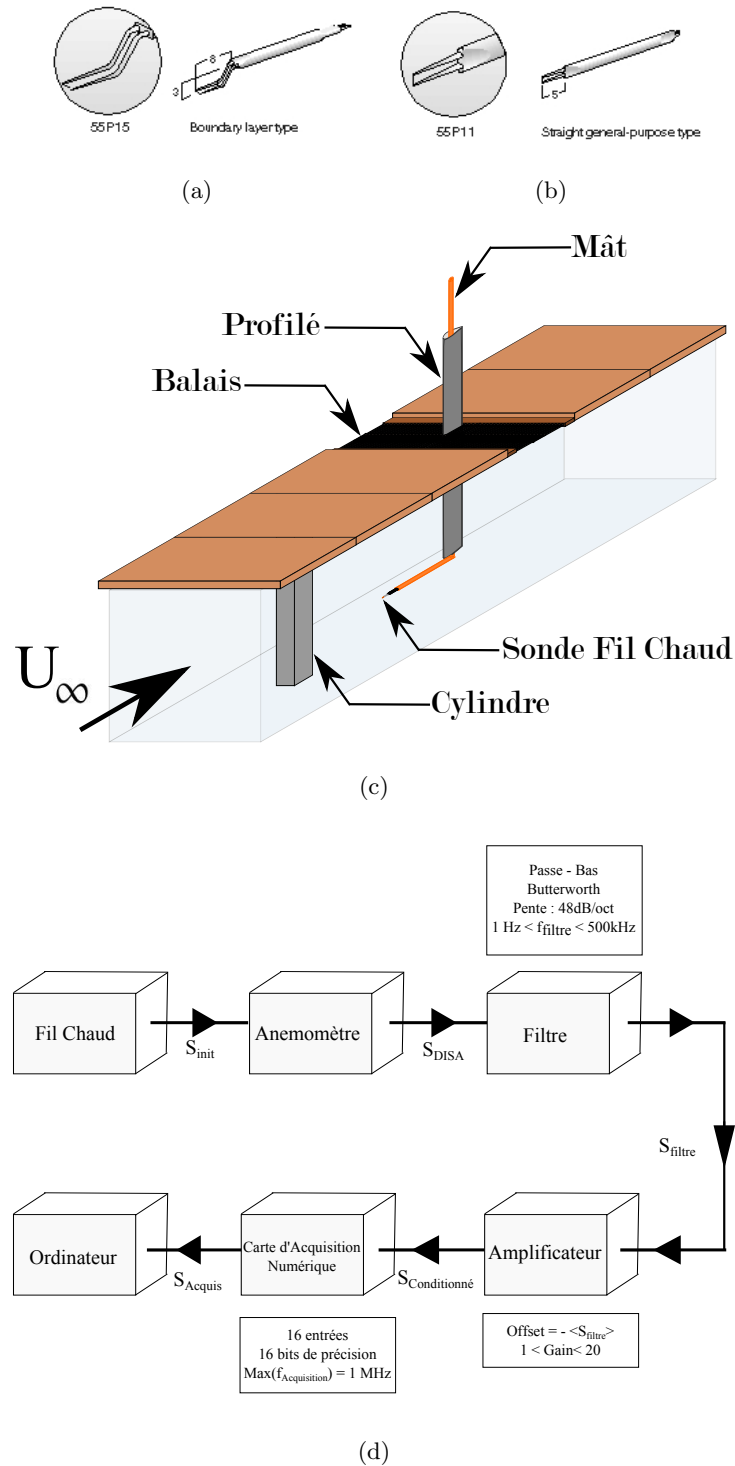


FIGURE 2.9 – Schéma des sondes à fil simple, (a) 55P15 et (b) 55P11 (source DANTEC). (c) Schéma du montage fil chaud dans la veine d'essai. (d) Schéma de la chaîne d'acquisition du montage expérimental fil chaud.

0,1 mm. On utilisera la dénomination de HW1C, pour faire référence à cette technique de mesure dans la suite du manuscrit. La chaîne d'acquisition complète est schématisée sur la figure 2.9(d).

Conditionnement du signal

Le signal est ensuite envoyé vers un conditionneur de signal analogique qui permet d'améliorer le rapport signal sur bruit en amont de l'acquisition numérique. Ce conditionneur se compose d'une plateforme SRS SIM900 dans laquelle sont insérés deux couples de filtres et d'amplificateur (SRS SIM 965 et SIM983 respectivement). Ce montage permet un conditionnement simultané de deux signaux fil chaud. Le filtre passe-bas de type Butterworth avec une pente de -48dB/oct autorise une plage de fréquence comprise entre 1 Hz et 500 kHz. Dans le cadre des expérimentations menées, la valeur du filtre est ajustée pour correspondre à la moitié de la fréquence d'échantillonnage. L'offset est choisi pour correspondre à la valeur moyenne du signal acquis et le gain est compris entre 1 et 20. Au final, le signal conditionné, S_{final} , est de la forme de l'équation suivante :

$$S_{final} = Gain \times (S_{filtre} + Offset). \quad (\text{E-2.1})$$

Acquisition numérique

Le signal conditionné est ensuite envoyé vers la carte d'acquisition 16 entrées, 16 bits (National Instrument PCI 6251). La gamme de tension en entrée est de $\pm 10\text{V}$, pour une fréquence d'échantillonnage maximale de 1 MHz (acquisition multi-voies). La fréquence d'échantillonnage et le nombre d'échantillons sont adaptés au type de mesures réalisées. L'acquisition du signal est obtenue via un programme réalisé avec LabviewTM.

3.2 Vélométrie Laser Doppler (LDV2C)

L'anémométrie fil chaud, est simple à mettre en œuvre et permet une bonne résolution spatiale et temporelle, mais c'est une méthode intrusive, qui dépend d'un étalonnage et qui dans le cas du montage présenté ne permet d'obtenir qu'une seule composante de la vitesse. De plus, elle est insensible à la direction de la vitesse, ce qui la rend inefficace dans les régions de recirculation. En complément de cette technique, nous avons donc utilisé un dispositif de mesure de Vélométrie par Anémométrie Doppler (ou LDV2C).

3.2.1 Principe

Cette technique a été présentée pour la première fois il y a 50 ans par Yeh et Cummins dans [164]. Elle se base sur la mesure de la vitesse d'une particule traversant un réseau d'interférence généré à l'intersection de deux faisceaux laser de même longueur d'onde ou de même fréquence et de même polarisation. Ce dernier est parallèle à la bissectrice des deux faisceaux. Lorsqu'un traceur se déplace dans ce réseau, il va passer alternativement dans des zones sombres et éclairées, ce qui a pour effet de moduler l'intensité lumineuse diffusée par la particule (diffusion de Mie). Un capteur photosensible détecte ce phénomène qui intervient à une fréquence donnée que l'on nommera f_D ou

fréquence Doppler. La vitesse de la particule \vec{u}_P et f_D sont liées par la relation :

$$\vec{u}_P \cdot \vec{n}_\perp = \delta_f \times f_D = \frac{\lambda_L}{2 \sin(\theta_L/2)} f_D, \quad (\text{E-2.2})$$

où \vec{n}_\perp désigne le vecteur unitaire perpendiculaire à la direction du réseau d'interférence, δ_f la distance inter-frange, λ_L la longueur d'onde des faisceaux et θ_L l'angle entre les deux faisceaux.

On remarquera que dans le cadre de cette relation, le signe de la vitesse n'est pas déterminé. Pour pallier à ce problème, la fréquence de l'un des faisceaux laser est décalée de la valeur f_B , par rapport à la fréquence de l'autre faisceau. Cela a pour effet de créer un mouvement dans le réseau d'interférence, dont la vitesse est égale au produit entre la fréquence de décalage et δ_f . Techniquement, ce décalage est réalisé à l'aide d'une cellule de Bragg. Au final, la vitesse estimée du traceur est égale à :

$$\vec{u}_P \cdot \vec{n}_\perp = \frac{\lambda_L}{2 \sin(\theta_L/2)} (f_D - f_B). \quad (\text{E-2.3})$$

À noter que la valeur du décalage fréquentiel devra être choisie pour que la plus grande vitesse mesurée dans la direction du mouvement des franges du réseau d'interférence soit significativement inférieure à celle des franges. Il est donc nécessaire d'estimer à priori la gamme de vitesse que l'on souhaite mesurer. En pratique, f_B sera de l'ordre de grandeur de la dizaine de MHz. Pour obtenir un dispositif de mesure de deux composantes de la vitesse, on utilise deux couples de lasers de longueurs d'ondes différentes (généralement, on prend $\lambda_{Lv} = 514,5$ nm, soit un faisceau de couleur verte et $\lambda_{Lb} = 488$ nm, soit un faisceau de couleur bleue). L'interaction des faisceaux deux à deux permet de créer deux réseaux d'interférences orthogonaux, qui génèrent le volume de mesure dans lequel la vitesse de l'écoulement sera évaluée.

3.2.2 Dispositif expérimental

Le champ de vitesse est mesuré à l'aide d'un système de Vélocimétrie Laser Doppler (LDA ou LDV) à deux composantes de Dantec DynamicsTM (série BSA 51N). L'installation est schématisée sur la figure 2.10. Comme pour les mesures de vélocimétrie par Imagerie de Particules (ou PIV), une partie des planches qui permettent d'assurer la fermeture de la veine ont été remplacées une plaque en plexiglas de largeur 500 mm ou en verre de largeur 250 mm. Ces plaques permettent d'assurer l'accès optique depuis le haut de la veine (placement caméra et tête laser pour la PIV et la LDV respectivement). Un laser continu d'argon ionisé de 15 W de Spectra-PhysicsTM (série 2000) émet un premier faisceau qui est séparé et doublé à l'intérieur de la cellule de Bragg (couplée à un prisme) pour constituer deux couples de faisceaux de longueur d'onde 488 nm (bleu) et 514,5 nm (vert). Les deux faisceaux verts sont utilisés pour la mesure de la composante longitudinale de la vitesse \vec{u} tandis que les deux bleus permettent d'accéder à la composante transversale \vec{v} . Ces faisceaux sont transmis via des fibres optiques à une sonde laser Dantec DynamicsTM placée parallèlement à l'axe du cylindre et équipée d'une lentille de focale 500 mm. L'espacement entre les faisceaux est de 74 mm et l'angle entre les deux faisceaux est de $8,5^\circ$. De ce fait, le volume de mesure ne pourra être approché à moins de 19 mm du cylindre (soit environ $0,3H$). On donne dans le tableau 2.2, les principales caractéristiques du montage. Pour chaque longueur d'onde, la résolution spatiale de la mesure est de l'ordre de 80 μm . D'autre part la sonde est placée sur un système de déplacement trois axes de marque IseITM (résolution spatiale 0,1 mm) et la référence est prise sur le sommet du cylindre en amenant le volume de mesure

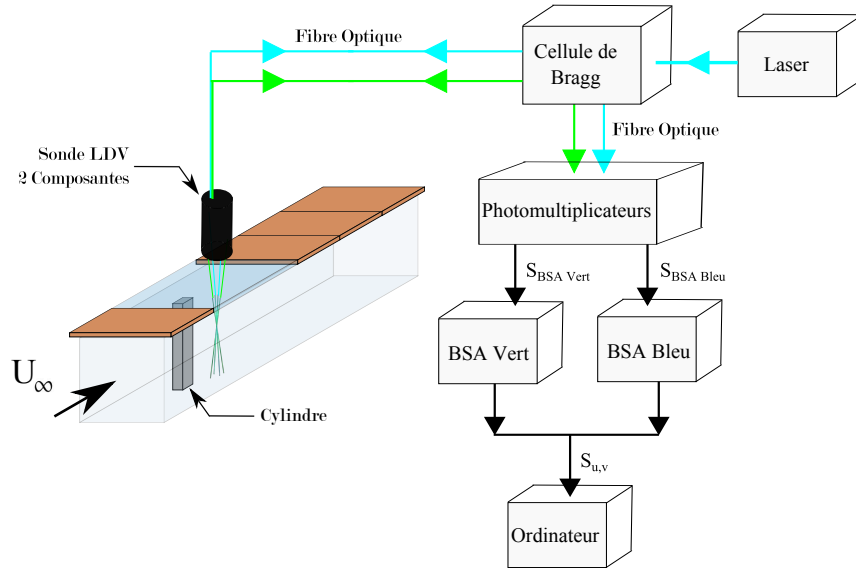


FIGURE 2.10 – Schéma du montage LDV.

(i.e. l'intersection des faisceaux) sur ce dernier. Enfin, le contrôle du dispositif LDA et l'affichage des informations et de la vitesse se fait à l'aide du logiciel BSA Flow Software de Dantec DynamicsTM. La fréquence d'acquisition affichée par le logiciel est comprise entre 250 Hz (au plus proche du cylindre) et 3,5 kHz.

Couleur du faisceau	Vert	Bleu
Longueur d'onde [nm]	514,5	488
Nombre de Franges	22	22
Inter-frange, δ_f [μm]	3,486	3,306
Volume de mesure, $\delta_x \times \delta_y \times \delta_z$ [mm^3]	$0,08 \times 0,08 \times 1,082$	$0,076 \times 0,076 \times 1,026$

Tableau 2.2 – Grandeurs caractéristiques du système de mesure LDV2C.

Dispositif d'ensemencement :

Que ce soit pour les mesures LDV2C ou les mesures de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), l'utilisation de traceurs dans l'écoulement est nécessaire. Le choix du traceur dépendra bien sûr de l'écoulement, puisqu'il devra non seulement suivre les fluctuations de vitesse mais également être réparti de manière suffisamment dense pour obtenir une résolution spatiale et temporelle adéquate sans pour autant perturber l'écoulement. Pour cela, on utilisera les particules possédant un diamètre, le plus petit possible. De plus, le traceur doit également diffuser la lumière suffisamment pour être mesuré, or ce paramètre augmente avec la taille des particules, comme illustré par la figure 2.11. Un compromis doit donc être fait.

Dans le cas présenté ici, un générateur d'aérosol PivTec (série PivPart30) permet de créer un

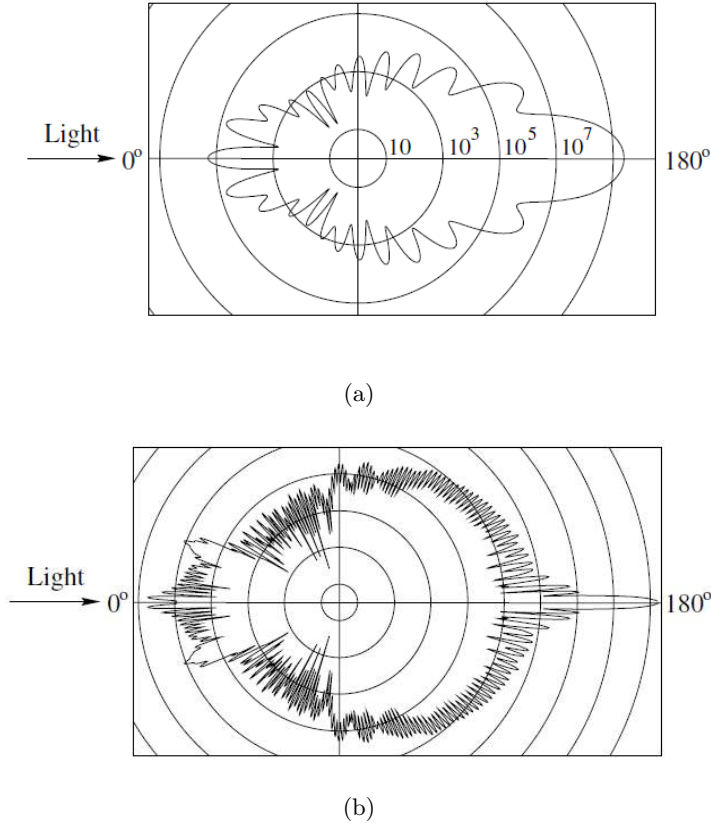


FIGURE 2.11 – Distribution de la diffusivité de la lumière à travers une particule d’huile de diamètre, (a) $d_P = 1 \mu\text{m}$ (b) $10 \mu\text{m}$ dans l’air. L’échelle d’intensité est la même pour les deux figures. Source : Raffel et al. [121].

brouillard composé de particules d’huile d’olive de diamètre $\approx 0,5 - 1 \mu\text{m}$. La capacité du traceur à suivre l’écoulement est caractérisée par le nombre de Stokes, [141], nombre sans dimension défini comme le rapport entre le temps caractéristique de la particule et le plus petit temps caractéristique de la turbulence. Ce paramètre dépend, entre autres, de la masse volumique et de la taille de la particule. Dans le cas de l’huile d’olive, d’après l’étude de Melling [97], qui propose une revue des différentes particules utilisées pour la PIV, la réponse fréquentielle est d’environ 10 kHz. Ce qui se traduit par une impossibilité de mesurer des fluctuations de vitesse dont la fréquence sera supérieure à 10 kHz, on considérera donc que la résolution temporelle, si elle n’est pas complète, sera tout de même suffisante. Le dispositif est placé en entrée de la soufflerie et l’ensemencement est généré plusieurs minutes avant le début des mesures, la soufflerie étant allumée. Cela permet d’assurer l’homogénéité de l’ensemencement en créant un brouillard d’huile d’olive dans toute la pièce.

3.2.3 Corrections des mesures LDV

Du fait de la non régularité temporelle du passage des particules dans le volume de mesure, mais également de l’élimination de certaines vitesses trop faibles pour être estimées correctement (fréquence

de la lumière diffusée par la particule proche de la fréquence de Bragg), un biais existe dans les mesures de vitesse LDV. Pour modérer l'impact de ce dernier sur les résultats, les moments statistiques de la vitesse sont pondérés. Le coefficient de pondération tient compte soit du temps de transit individuel tt_j de chacune des particules dans le volume de mesure (méthode introduite par Buchhave et George [35, 34]), soit de l'intervalle de temps entre particules at_j (méthode introduite par Edwards [46]). Nous avons choisi d'appliquer la méthode de Buchhave pour laquelle la moyenne et chaque moment statistique d'ordre n s'exprime sous la forme des équations suivantes :

$$U = \frac{\sum_{j=1}^n u_j \Delta tt_j}{\sum_{j=1}^n \Delta tt_j}, \quad (\text{E-2.4})$$

$$\overline{u^n} = \frac{\sum_{j=1}^n (u_j - U)^n \Delta tt_j}{\sum_{j=1}^n \Delta tt_j}. \quad (\text{E-2.5})$$

3.3 Vélométrie par Imagerie de Particules (PIV2C)

Les deux techniques de mesure présentées précédemment, même si elles permettent d'obtenir une bonne résolution spatiale et temporelle, présentent le désavantage d'être ponctuelles. Pour obtenir une vision d'ensemble du champ de vitesse de manière instantanée et détecter les structures cohérentes présentes dans l'écoulement, on leur préférera donc la méthode de mesure de type Vélométrie par Images de Particules (ou PIV2C).

3.3.1 Principe

La technique de mesure de Vélométrie par Imagerie de Particules (ou PIV) a été présentée pour la première fois dans la littérature, il y a trente ans. Cependant, bien avant cela et bien avant la première expérience de Prandtl, [119] qui constitue la base de la PIV moderne, l'observation de débris emportés par une rivière par exemple, constituait déjà un moyen d'identifier les structures telles que des tourbillons dans un écoulement (on peut citer par exemple la précision des dessins de structures tourbillonnaires de Léonard de Vinci). L'évolution technologique a permis d'aboutir au développement de moyens beaucoup plus sophistiqués et précis pour caractériser l'écoulement mais en conservant l'idée originale. La mesure PIV classique moderne consiste à illuminer un écoulementensemencé avec de petites particules (cf. section 3.2.2) à l'aide d'un couple d'impulsions laser séparées d'un temps Δt très court (de l'ordre de la dizaine de μs). Au contact de la nappe laser, les particules s'illuminent et seront donc visibles. Une particule présente à la position x , à l'instant t correspondant à la première illumination, sera à la position $x + \Delta x$, à l'instant $t + \Delta t$ correspondant à la seconde illumination. On enregistre une image simultanément à chaque impulsion laser, grâce à un capteur CCD. On pourra donc relier la position de la particule mesurée à sa vitesse par la relation suivante :

$$\vec{u} = \frac{(x + \Delta x) - x}{(t + \Delta t) - t} = \frac{\Delta x}{\Delta t}. \quad (\text{E-2.6})$$

3.3.2 Dispositif expérimental

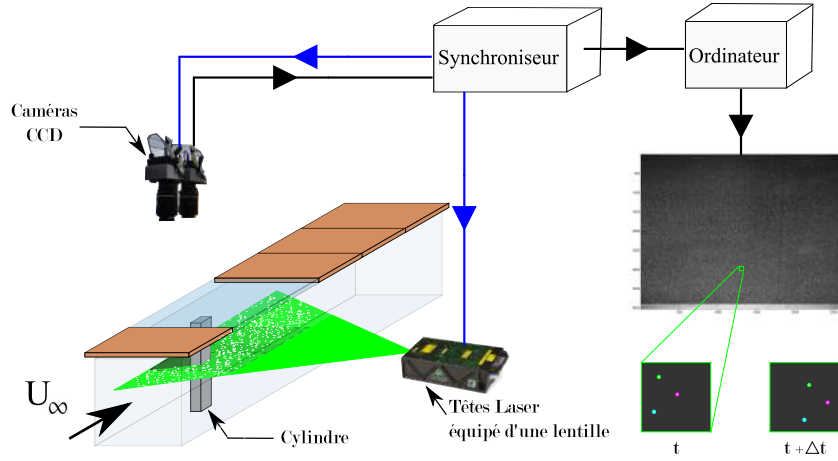


FIGURE 2.12 – Schéma du montage PIV2C dans la veine d'essai.

Illumination de l'écoulement :

Les mesures PIV2C ont été réalisées à l'aide d'un laser Nd-Yag (Quantel EverGreen) émettant deux pulses de 200 mJ, de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm et autorisant une fréquence d'échantillonnage allant jusqu'à 15 Hz. La source d'émission laser est située sur le côté à l'extérieur de la veine, comme schématisé sur la figure 2.12. Deux lentilles sont placées en sortie du laser, la première est semi-cylindrique et permet de créer la nappe laser, la seconde lentille sphérique permet d'affiner la nappe afin d'assurer un éclairage suffisant des particules. L'épaisseur de la nappe laser est évaluée à 0,5 mm. On obtient ainsi une zone de mesure où l'illumination des particules est optimale, pour un plan de $300 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$.

Acquisition d'images :

Les couples d'images sont enregistrées à l'aide de deux capteurs CCD rectangulaires ayant une résolution de $4032 \times 2688 \text{ pixels}^2$ (Imager LX 11M) placés perpendiculairement à la nappe laser, soit à la verticale du cylindre. Ce type de montage limite néanmoins la fréquence d'acquisition à 2 Hz, ce qui signifie que les champs sont considérés comme indépendants les uns des autres. Les deux capteurs sont munis d'un objectif NikkorTM 105 mm et d'un filtre (532 nm - 10 nm). Les pulses laser et la prise d'images caméra sont couplés grâce à un système de synchronisation (PTU 9) commandé par le logiciel DavisTM 8.1.6. Le délai Δt entre deux pulses laser est calculé en fonction de la vitesse de l'écoulement libre pour chaque Re et est compris entre $65 \mu\text{s}$ et $15 \mu\text{s}$. Deux couples de plans de mesure $300 \times 300 \text{ mm}^2$ ont été réalisés dans le plan médian du cylindre ($Z = 0$), comme l'illustre les zones pointillées sur la figure 2.12. À noter que le recouvrement entre deux champs adjacents est de 30%. Afin d'obtenir ces deux plans, les caméras et la source laser ont été déplacées dans la direction de

l'écoulement. Pour chaque configuration 1000 à 2000 couples d'images ont été acquis.

Étalonnage spatiale :

L'étalonnage spatial des champs est réalisé à l'aide d'une mire à damier dont les carrés mesurent $0,5H$. Cette mire est montée sur un support de telle sorte qu'elle épouse la forme du cylindre. Elle est également suffisamment grande pour couvrir l'ensemble de la surface des deux plans de mesure. La résolution spatiale obtenue pour ce montage est de $75 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

Conditionnement de la maquette :

Afin de limiter les réflexions lumineuses sur les parois des cylindres, ces dernières sont recouvertes d'une peinture noire mat. Une couche de Rhodamine est également appliquée sur la partie centrale du cylindre.

3.3.3 Traitement des images

Un des points clés de la technique PIV2C est l'estimation du déplacement des particules de la position à x à $x + \Delta x$ à partir de laquelle on peut déduire la vitesse de l'écoulement. Pour cela, on découpe l'image en un nombre fini de zones de même dimension, appelées fenêtres d'interrogation. À chaque pixel de ces zones, est associé un niveau de gris (qui correspond également à l'intensité lumineuse). On applique ensuite sur chacune des fenêtres d'interrogation et pour chaque couple d'images, une méthode statistique dite d'inter-corrélation spatiale des niveaux de gris. Dans le but de diminuer le temps de calcul, on se sert de la transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform ou FFT) pour estimer la fonction d'inter-corrélation, R_{IJ} qui s'exprime sous la forme [148] :

$$R_{IJ} = \frac{\sum \sum [I(i, j) - \bar{I}][J(i, j) - \bar{J}]}{\sigma_I \sigma_J}, \quad (\text{E-2.7})$$

où $I(i, j)$ et $J(i, j)$ désignent le niveau de gris de la première et la seconde images respectivement, \bar{I} et \bar{J} désignent les valeurs moyennes et σ_I et σ_J les écarts-types des niveaux de gris. Ce processus permet de déterminer pour chaque fenêtre d'interrogation, le maximum de l'inter-corrélation, identifié par le pic de corrélation le plus important, comme illustré sur la figure 2.13. Il correspond au déplacement le plus probable du fluide dans la fenêtre. On comprend donc que l'utilisation d'une telle technique implique que le déplacement au sein de la zone d'interrogation soit uniforme. L'incertitude sur la position du pic sera donc de l'ordre du pixel pour cette configuration. Dans le cadre des expériences décrites dans ce manuscrit, le logiciel DavisTM a servi non seulement à piloter le système PIV2C et à acquérir les images mais également à post-traiter ces dernières. Dans un premier temps, un traitement sur les images est réalisé. En effet, des réflexions peuvent subsister en dépit du traitement à la paroi et rendre impossible la détermination de la vitesse à proximité de cette dernière (saturation de certains pixels). Pour minimiser ce phénomène, le niveau de gris moyen est calculé sur la série complète d'images. L'image moyenne est ensuite soustraite aux images PIV brutes. Afin d'améliorer la qualité de l'estimation du déplacement, on utilise par la suite un algorithme multi-passe avec déformation de la fenêtre d'interrogation. Le principe de cette méthode est d'utiliser le calcul d'un premier champ de déplacement de grande dimension, soit 64 pixel^2 dans notre cas, comme prédicteur pour le calcul du

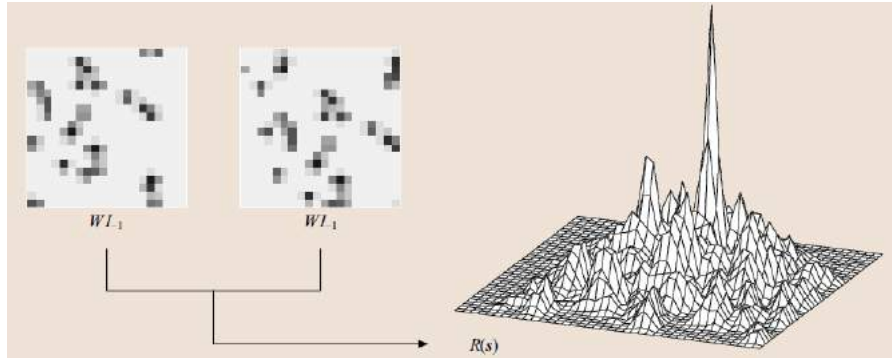


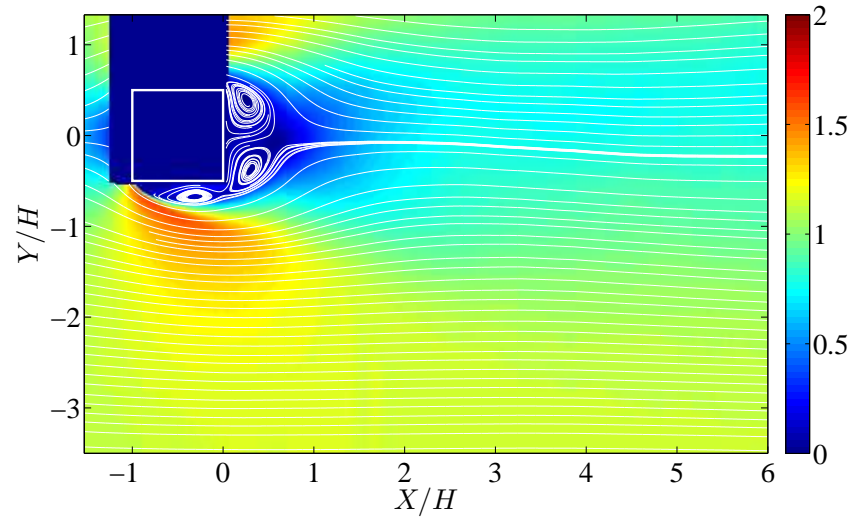
FIGURE 2.13 – Schéma de principe de la détermination du déplacement le plus probable par intercorrélation des niveaux de gris, d’après Tropea et al. [148].

déplacement pour une fenêtre de taille plus faible, i.e. 32 pixel^2 ici. La réduction progressive de la zone d’analyse permet d’augmenter la résolution spatiale des résultats. Pour les résultats présentés ici, trois itérations étaient nécessaires pour diminuer la taille de la fenêtre d’interrogation avec un recouvrement de 50%, ce qui permet d’obtenir une résolution finale d’environ un vecteur vitesse tous les 1,2 mm. En outre, un filtre médian (median filter), tel que proposé par Westerweel dans [159] est utilisé. Ce type de filtre permet de comparer la valeur de la vitesse calculée pour une fenêtre d’interrogation au vecteur médian calculé à partir des résultats des fenêtres voisines et ainsi de détecter les vecteurs dont la valeur doit être rejetée. Une fois les vecteurs faux détectés, ils sont remplacés par une méthode d’interpolation.

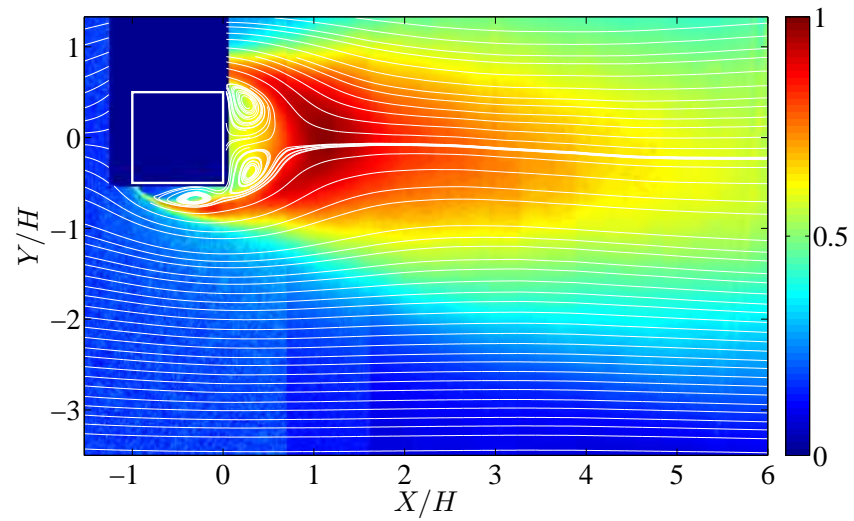
3.4 Comparaison des résultats des mesures anémométriques pour l’écoulement non contrôlé

Comme il a été vu précédemment, dans cette étude, le sillage est étudié à l’aide de trois méthodes de mesures différentes : PIV2C, HW1C et LDV2C. Nous allons présenter dans cette partie différents résultats comparatifs afin de mettre en avant leur complémentarité. Il s’agit donc de montrer comment certaines quantités qui ne seront pas accessibles avec l’un de ces moyens de mesures pourront être obtenues avec l’une des autres. Par souci de lisibilité, seuls les résultats à $Re = 2.10^4$ seront présentés dans la suite. Notons que nous n’avons pas observé de dépendance forte avec le nombre de Reynolds, tout du moins dans la gamme étudiée ici. D’autre part, afin de faciliter les comparaisons avec les résultats de la littérature, les résultats seront adimensionnés en prenant U_∞ et H comme échelles caractéristiques de vitesse et de longueur, respectivement. Les figures 2.14(a) et 2.14(b) permettent de visualiser le champ de vitesse moyen dans le sillage du cylindre pour $Re = 2.10^4$. Il est nécessaire de remarquer que du fait de la configuration expérimentale utilisée, l’ombre du cylindre masque une partie de l’écoulement. Néanmoins, l’écoulement évoluant de manière similaire de chaque côté du cylindre, la discussion menée sur le côté visible reste valable pour la partie masquée de l’écoulement. On a tracé en juxtaposition les lignes de courant, ce qui permet de confirmer l’existence de deux zones de recirculation distinctes. Elles peuvent également être repérées grâce à deux zones de minimum de vitesse à la proximité immédiate du cylindre, sur le côté et à l’arrière de ce dernier.

Sur le côté du cylindre en dehors de la zone de recirculation, une accélération locale de l’écoulement est générée. C’est cette différence de vitesse qui explique le développement d’une zone de cisaillement, également caractérisée par un maximum des fluctuations de vitesses sur la figure 2.14(b). Les travaux



(a)



(b)

FIGURE 2.14 – Champs de vitesses normées, $Re = 2.10^4$, (a) moment statistique d'ordre 1 et (b) moment statistique d'ordre 2 de la norme de la vitesse adimensionnée par la vitesse en entrée de veine.

de Gerrard [59] ou de Roshko [130], entre autres, ont montré que pour des corps épais à des nombres de Reynolds suffisamment élevés (Re supérieur à 350 dans le cas du cylindre circulaire, par exemple), ces couches de cisaillement se déstabilisent en suivant le mode d'instabilité de Kelvin-Helmoltz. L'évolution de la couche cisailée qui se développe sur le côté du cylindre est donnée sur les profils de vitesse longitudinale moyens de la figure 2.15. Pour plus de lisibilité, les résultats PIV2C ont été tronqués et seul un point sur trois a été conservé. Ces profils sont caractérisés par une zone de vitesse négative correspondant à l'existence de la zone de recirculation sur le côté du cylindre. Cette zone est délimitée de l'écoulement libre par un gradient de vitesse dont la valeur diminue lorsque l'on se déplace suivant l'axe longitudinal. Le centre de la zone de cisaillement correspondant au point d'inflexion de la courbe tend également à s'éloigner de la paroi. Parallèlement, on observe sur la figure 2.16, représentant le taux de fluctuation de la vitesse longitudinale le long du cylindre, l'apparition d'une bosse unique correspondant à un maximum. Si la valeur de ce maximum varie peu lorsque l'on s'éloigne de l'arête amont du cylindre, le profil a tout de même tendance à s'élargir très rapidement. Ce phénomène est caractéristique d'une diffusion turbulente que l'on retrouve dans le développement d'une couche de mélange classique.

Les profils de vitesses moyennes PIV2C et LDV2C sont comparables à la bibliographie (cf. figure 2.15), on peut donc considérer que nos résultats sont validés en ce qui concerne le moment d'ordre 1. On relèvera tout de même quelques différences dans les profils de la figure 2.16 entre les résultats PIV2C et LDV2C. Cette différence peut s'expliquer par le fait qu'il existait une réflexion du laser sur le cylindre en dépit des traitements appliqués qui a pu affecter les résultats proches de la paroi, en particulier dans le calcul des fluctuations de vitesse. De plus, il est à noter que les mesures PIV2C et LDV2C n'ont pas été réalisées simultanément. Les deux montages expérimentaux ne sont donc pas totalement équivalents ce qui peut également justifier les différences observées. D'autre part, si l'on compare les résultats LDV2C de Lyn et Rodi [89] et les nôtres, on observe des différences quant à l'intensité et la position du maximum des fluctuations de vitesse, même si les tendances sont similaires. Néanmoins, il est largement admis que cette zone de l'écoulement présente une très forte sensibilité aux conditions extérieures, telles que le taux de turbulence amont, le nombre de Reynolds, le facteur de forme, l'état de surface des parois... On citera par exemple, les travaux d'Unal et Rockwell [149] qui étudient les couches limites décollées apparaissant de chaque côté d'un cylindre circulaire. Leur étude montre que la valeur du taux de fluctuation de vitesse initial dans la zone de cisaillement dépend directement des conditions initiales imposées dans l'écoulement. Cette sensibilité est liée à la susceptibilité des instabilités de Kelvin-Helmoltz. On constate en effet que les niveaux de fluctuations initiaux (en $X/H = 0$) sont différents, cela peut expliquer les différences observées entre nos résultats et ceux de Lyn et Rodi.

Gerrard [59] suggère que c'est le battement alternatif des deux zones cisailées qui va donner naissance au lâcher tourbillonnaire dans le sillage du cylindre. Comme pour un cylindre circulaire, le sillage proche du cylindre carré est caractérisé par la présence de deux zones de recirculation. La zone du sillage proche est très importante, puisqu'elle joue un rôle primordial aussi bien dans le développement des forces sur l'obstacle que dans celui du développement du sillage et du lâcher tourbillonnaire. Un des paramètres caractéristiques de cette zone de l'écoulement est la taille de la zone de recirculation (ou taille de la zone de formation, L_f). Cette longueur correspond à l'abscisse en aval du cylindre pour laquelle la vitesse moyenne longitudinale est nulle, ce qui se traduit par l'équation :

$$U(L_f, 0, 0) = 0 \quad (\text{E-2.8})$$

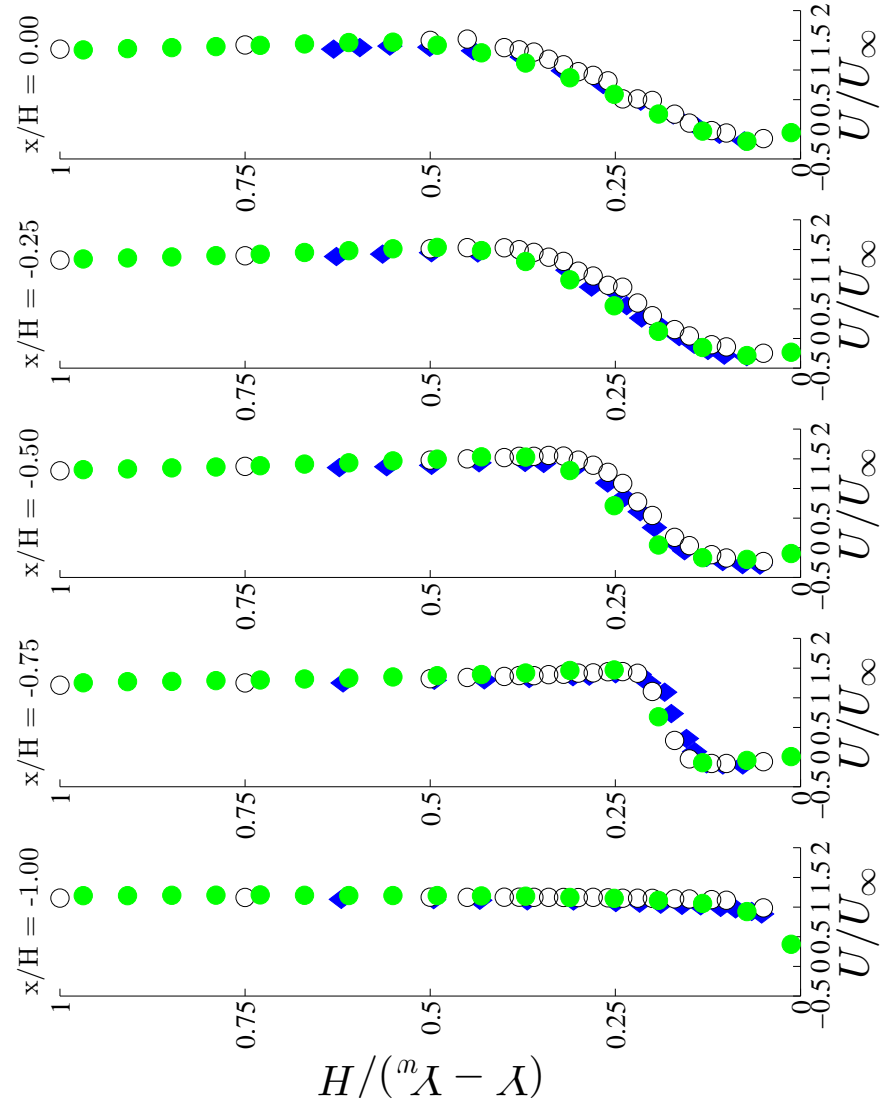


FIGURE 2.15 – Profils de vitesse sur le côté du cylindre, \blacklozenge Lyn et Rodi (1994) [89], $Re = 2, 14 \cdot 10^4$, \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV, $Re = 2 \cdot 10^4$. Moment statistique d'ordre 1.

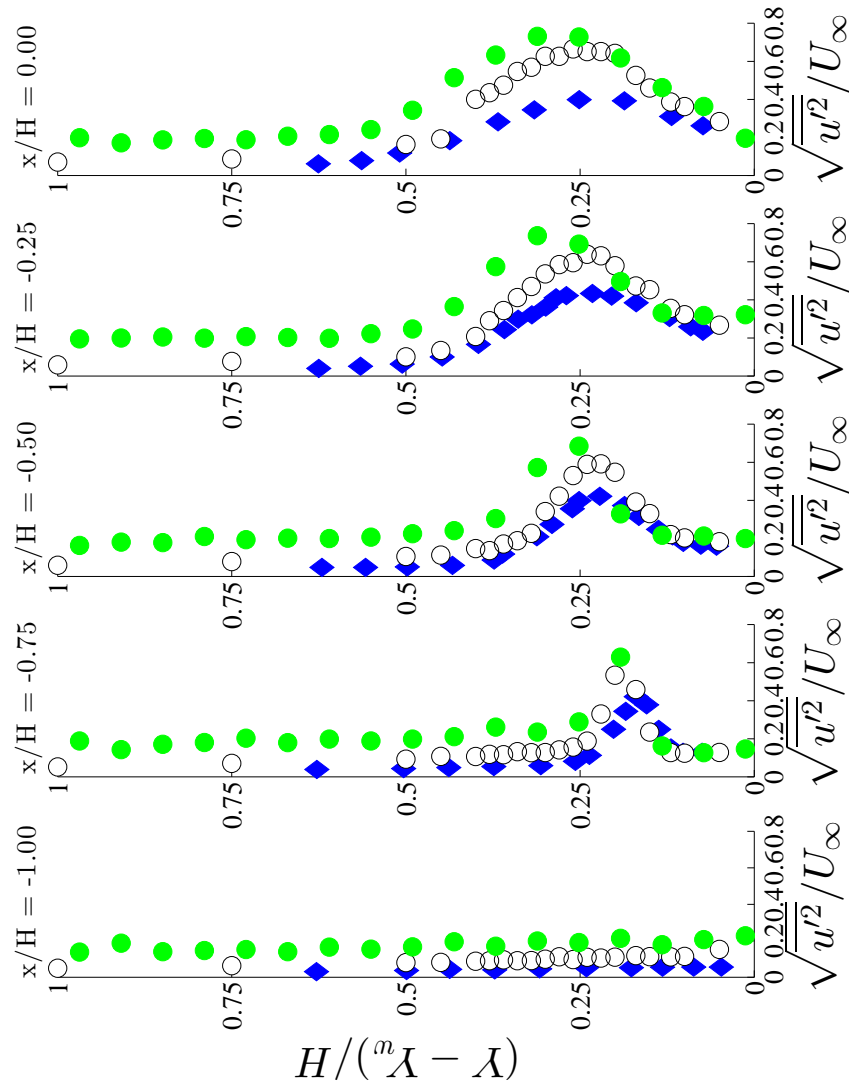


FIGURE 2.16 – Profils de vitesse sur le côté du cylindre, \blacklozenge Lyn et Rodi (1994) [89], $Re = 2, 14.10^4$, \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV, $Re = 2.10^4$. Moment statistique d'ordre 2.

Campagne	Re	L_f/H
Durão et al. (1988) [44]	$1,4 \cdot 10^4$	0,98
Lyn et al. (1995) [88]	$2,14 \cdot 10^4$	0,89
Koutmos et. al (2004) [80]	8520	1,34
LDV2C	$2 \cdot 10^4$	0,58
PIV2C	$2 \cdot 10^4$	0,59

Tableau 2.3 – Longueur de recirculation, L_f , répertoriées dans la littérature et mesurées.

Le tableau 2.3 permet de comparer la valeur de la longueur de recirculation (ou formation) obtenue dans la littérature et celles obtenues dans notre étude. On peut remarquer que les valeurs de L_f obtenues dans notre étude à partir de deux techniques expérimentales (LDV2C et PIV2C) indépendantes sont parfaitement en accord. Cependant, la valeur de la longueur de recirculation mesurée est inférieure à celle obtenue dans la littérature. Ces divergences entre les résultats sont logiquement observables sur les profils de vitesse longitudinale moyenne sur la ligne centrale du cylindre, représentés sur la figure 2.17. Comme cela est le cas pour les mesures effectuées sur le côté du cylindre, les caractéristiques de la zone de recirculation arrière présentant une grande sensibilité aux conditions extérieures ce qui peut expliquer les écarts observés. On sait par exemple, qu'un taux de blocage important limite le battement des couches de cisaillement, ce qui aura pour effet de réduire la taille de la zone de recirculation arrière. Cette remarque est consistante avec nos résultats. De plus, la dispersion observée entre les différents résultats peut également être liée à un effet du nombre de Reynolds. Cependant, tous ces profils présentent des tendances similaires. Ainsi le profil de vitesse moyen sur la ligne centrale est marqué par de fortes variations dans le sillage proche du cylindre ($X \leq 4H$). Par la suite la vitesse continue à croître mais avec une pente plus faible. La valeur de la vitesse longitudinale déficitaire obtenue pour nos mesures est supérieure à celle mesurée par Lyn et al., dans [88]. Or, dans notre cas, le taux de blocage est quasiment deux fois plus important, ce qui aurait pour effet de limiter le battement des couches cisailées et donc l'expansion du sillage et d'entraîner une récupération plus rapide de la vitesse déficitaire. Ces observations sont en accord avec les remarques de Lyn et al. [88] vis à vis de la comparaison entre leurs résultats et ceux de Durão et al. [44]. De plus, on peut supposer que plus l'intensité turbulente est faible, plus la récupération de la vitesse déficitaire est rapide [131]. Les différences observées pourraient donc être expliquées par un effet du taux de blocage et de l'intensité de turbulence. On propose pour la suite de notre analyse, de translater l'axe X de telle sorte à ce que son origine coïncide avec la longueur de recirculation, L_f , c'est à dire de poser $X \equiv X - L_f$. Cette normalisation est inspirée par les travaux de Thieset, [145] dans le champ proche autour d'un cylindre circulaire, lui même ayant été inspiré par l'étude de Paranthoën, [110].

On applique donc cette adimensionnalisation à l'évolution des moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale ($Y/H = 0$) représentés sur les figures 2.18(a), 2.18(b), 2.19(a) et 2.19(b). Pour la vitesse moyenne, les observations restent inchangées, même si la normalisation provoque une superposition de nos courbes avec celles de Lyn et al. [88] pour $-0,5 < (X - L_f)/H < 0,5$. Les écarts-types des fluctuations de vitesse longitudinale et transverse (u et v , respectivement) sont représentés sur les figures 2.18(b) et 2.19(a). La zone de recirculation ($X < L_f$) est caractérisée par une croissance suivie d'une décroissance des fluctuations de vitesses. Thieset [145] trouve que pour un cylindre circulaire pour un Reynolds compris entre 3600 et 8800, les maximums des écarts-types de la vitesse sont situés en $X/H = L_f$. Dans notre cas, ce dernier intervient plus loin dans l'écoulement pour les fluctuations de vitesse transverse. Ainsi le maximum de cette grandeur intervient en $X/H \simeq L_f$

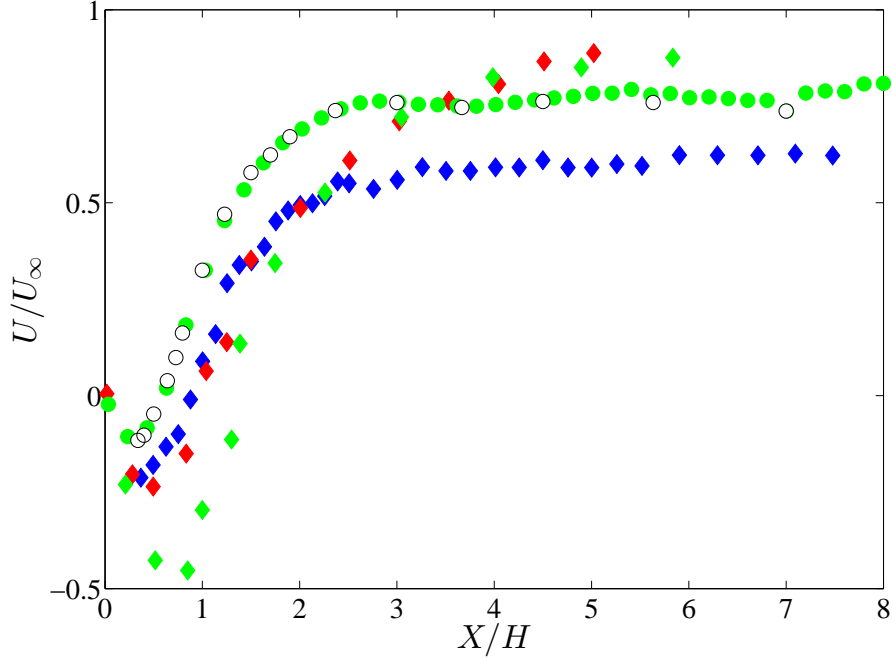
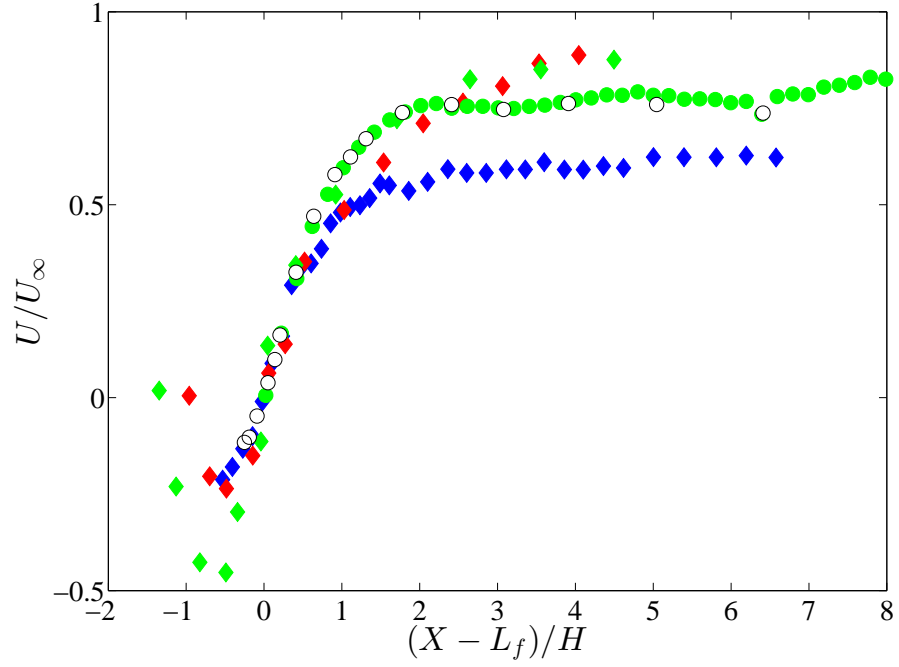


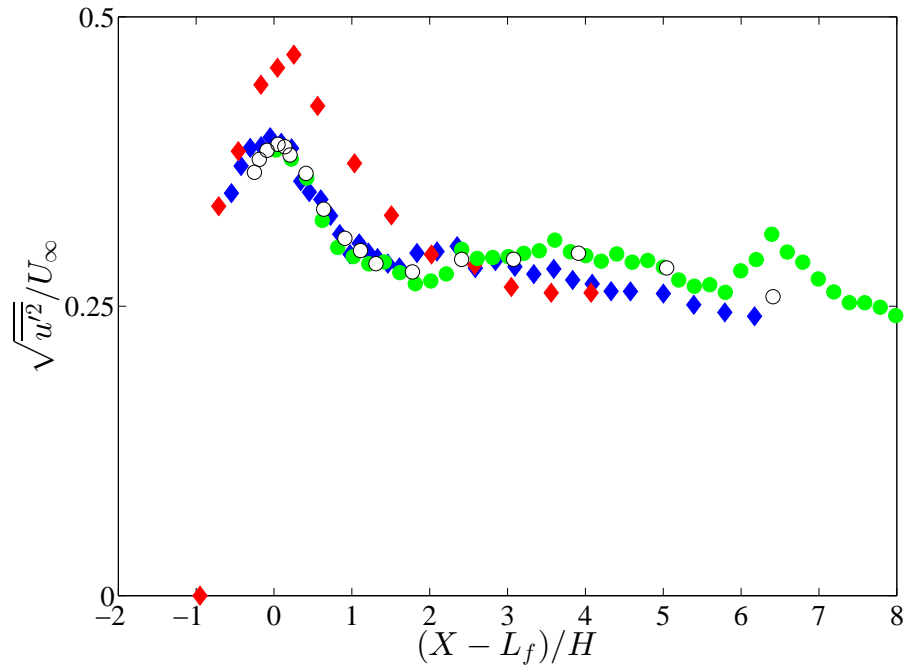
FIGURE 2.17 – Profils de vitesse sur la ligne centrale ($Y/H=0$), adimensionnée par la vitesse en entrée de veine, U_∞ , \blacklozenge Durão et al. [44], $Re = 1, 4.10^4$, \blacklozenge Lyn et Rodi [89], $Re = 2, 14.10^4$, \blacklozenge Koutmos et al. [80], $Re = 8520$, \circ mesures LDV2C et \bullet mesures PIV, $Re = 2.10^4$.

alors que le maximum des fluctuations de vitesse longitudinale intervient plus loin dans le sillage en $X/H = 1,62L_f$. On notera que ces résultats sont en adéquation avec ceux de Lyn, [88].

L'énergie cinétique turbulente k , est définie idéalement, telle que $k = 0,5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$. Or, les mesures dont nous disposons ne nous permettent pas d'accéder à la troisième composante de la vitesse, w . Afin de s'affranchir de ce manque, on invoque l'hypothèse d'axisymétrie selon Y . Cette hypothèse est basée sur les résultats de Thiesset et al. [146] et [145], qui eux-mêmes se basent sur les mesures de Norberg [103]. Thiesset et al. [146, 145] prouvent la validité de cette hypothèse en comparant des mesures PIV2C et LDV3C (LDV à 3 composantes) dans le sillage proche d'un cylindre circulaire. Ce raisonnement est également soutenu par Williamson [161]. Ce dernier montre que le sillage proche d'un cylindre à section circulaire pour une gamme de nombre de Reynolds comparable à celle de notre étude, est dominé par des phénomènes bidimensionnels, ce qui se traduit par une faible fluctuation de vitesse selon Z . Dans cette zone de l'écoulement, on peut donc supposer $\overline{u'^2} = \overline{w'^2}$. Plus loin, les fluctuations de vitesse selon Z deviennent plus importantes du fait de la prédominance d'instabilités selon l'axe perpendiculaire à l'axe du cylindre. Dans ce cas, on serait donc amenés à supposer que l'hypothèse d'axisymétrie selon X est vérifiée et que w' est du même ordre de grandeur que v' . Ce raisonnement développé pour un cylindre à section circulaire reste néanmoins valable et transposable dans le cadre de notre étude. Étant donné que l'on se place dans le sillage proche du cylindre, il est raisonnable d'invoquer ici l'hypothèse d'axisymétrie suivant Y et on pose $k = 0,5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$. L'évolution axiale de k calculée sur la ligne centrale est tracée sur la figure 2.19(b). On remarquera que k est essentiellement pilotée par v' , tout du moins sur la ligne centrale. On conclura sur le fait que les niveaux de fluctuation de vitesse mesurés, ainsi que l'énergie turbulente calculée à partir de

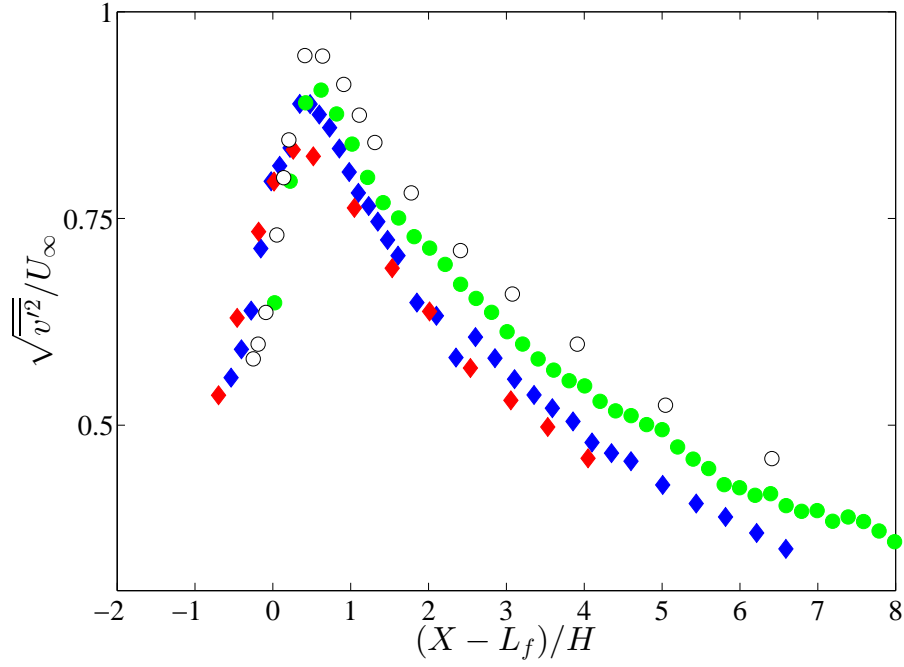


(a)

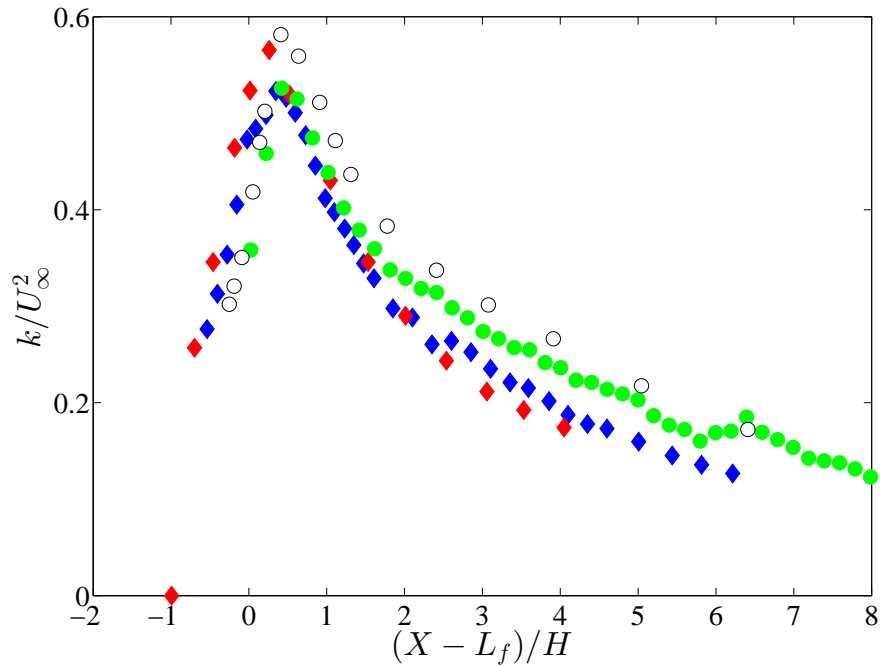


(b)

FIGURE 2.18 – Profils de vitesse longitudinale adimensionnée sur la ligne centrale ($Y/H=0$) en fonction de la position axiale. L'origine du repère correspond à L_f . ♦ Durão et al. [44], ♦ Lyn et al. [88], ♦ Koutmos et al. [80], ○ mesures LDV2C et ● mesures PIV.

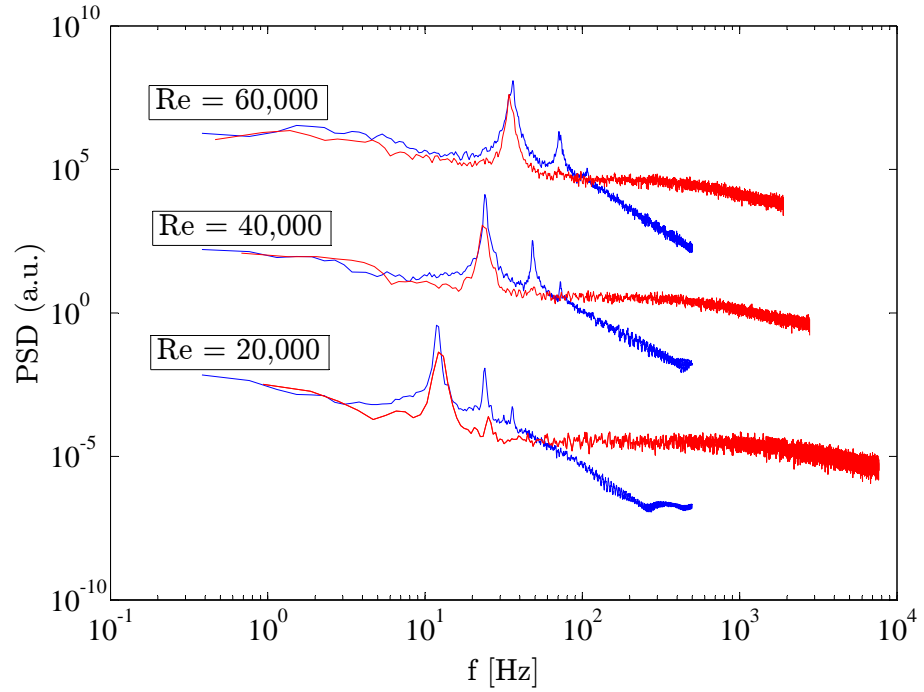


(a)

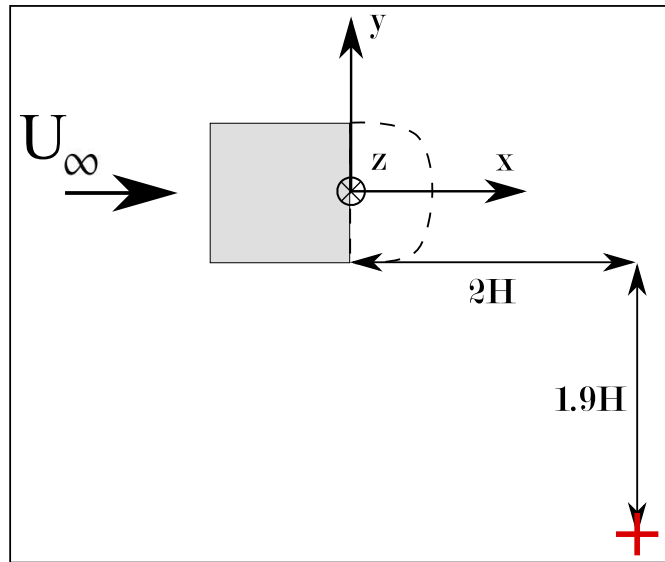


(b)

FIGURE 2.19 – (a) Profils de vitesse transverse et (b) énergie cinétique turbulente adimensionnée sur la ligne centrale ($Y/H=0$) en fonction de la position axiale. L'origine du repère correspond à L_f . ♦ Durão et al. [44], ♦ Lyn et al. [88], ○ mesures LDV2C et ● mesures PIV, $Re = 2.10^4$.



(a)



(b)

FIGURE 2.20 – (a) Densité spectrale de puissance (ou PSD) du signal de vitesse u , en $X/H = 2$ et $Y/H = -2, 4$, obtenue à partir de mesures - fil chaud et - LDV. (b) Schéma représentant la position du point de mesure par rapport au cylindre.

l'hypothèse d'axisymétrie sont en accord avec les résultats de la littérature.

Enfin, les mesures HW1C et LDV2C permettent d'accéder à la dynamique de l'écoulement dans le sillage du cylindre. Sur la figure 2.20(a) est tracée l'analyse spectrale des signaux de vitesse mesurée pour $X/H = 2$ et $Y/H = -2,4$ soit en aval de la zone de recirculation (comme l'illustre la figure 2.20(b)), pour les trois nombres de Reynolds de nos expériences.. Les spectres obtenus à partir des deux techniques de mesures font apparaître un premier pic dont l'intensité est la plus marquée et qui correspond au phénomène de lâcher tourbillonnaire. On détermine ainsi la fréquence du lâcher tourbillonnaire, f_n , pour chacun des Re ainsi que le nombre de Strouhal, St , qui lui est lié. Le nombre de Strouhal du lâcher tourbillonnaire naturel pour la plage de Reynolds qui nous intéresse, reste quasiment constant et adopte une valeur de $0,143 \pm 0,002$ ce qui est consistant avec les valeurs données dans la littérature (voir tableau 2.1). De plus, on observe la présence de plusieurs pics correspondant à des harmoniques de la fréquence de lâcher tourbillonnaire.

En conclusion, on retiendra la grande sensibilité des résultats aux conditions expérimentales en entrée de veine, qui rend la comparaison quantitative entre nos résultats et ceux de la littérature délicat. Néanmoins, les tendances sont respectées et les grandeurs caractéristiques de l'écoulement telles que la longueur de recirculation sont du même ordre de grandeur que ceux de la bibliographie. On en déduira donc la validité des mesures expérimentales effectuées.

4 Mesures d'efforts

Un des premiers points de cette thèse a été de déterminer l'efficacité du dispositif de contrôle. Pour ce faire, on mesure les efforts s'exerçant sur le cylindre. Pour accéder à cette information, on dispose de deux moyens différents, le premier est la mesure par balance aérodynamique. Cette méthode permet de mesurer les efforts globaux s'exerçant sur la maquette. Le second est la mesure de pression pariétale qui permet d'obtenir par intégration la résultante des efforts de pression. Dans cette section, on présente les deux dispositifs de mesure utilisés.

4.1 Mesure d'efforts par balance aérodynamique

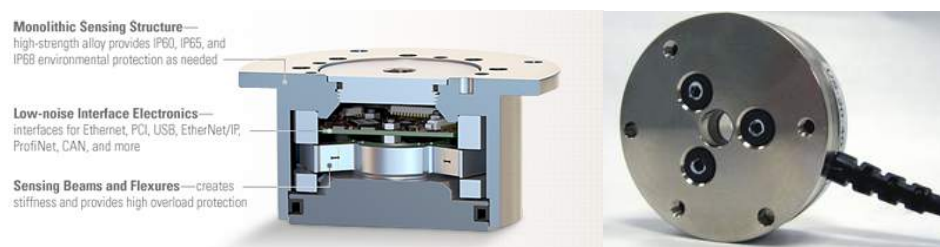


FIGURE 2.21 – (a) Schéma de principe et (b) photo de la balance utilisée (Source : ATI).

Les efforts globaux appliqués sur la maquette sont mesurés par une balance aérodynamique compacte instationnaire à 6 composantes de marque ATITM (modèle Mini40, cf. figure 2.21). La balance est placée entre un trépied fixé au sol et le support auquel le cylindre est lié comme on peut le voir sur la photographie de la figure 2.22. Préalablement à la mesure, une réinitialisation de la balance est réalisée à l'aide d'un montage spécifique. Les efforts de traînée moyenne mesurés sont compris entre

0,4 et 10 N avec une incertitude relative comprise entre 0,25 et 0,12% pour une vitesse en entrée de veine de 3 à 15 m/s [19]. Les efforts de portance moyenne mesurés sont compris entre 0,06 et 1,11 N avec une incertitude relative comprise entre 4,3 et 0,8% pour une vitesse en entrée de veine de 3 à 15 m/s. La résolution de la balance donnée par le constructeur est de 1/1320 N. Les efforts sont enregistrés à une fréquence de 1 kHz pendant 4 minutes, puis moyennés. On prendra en compte le fait que les capteurs d'efforts tri-axiaux possèdent un défaut difficilement quantifiable et inextricable. En effet, lorsqu'un effort est appliqué sur un seul des trois axes, une variation d'effort sera également mesurée sur les deux composantes non sollicitées. Les valeurs de traînée et de portance porteront donc une faible erreur liée à ce défaut que l'on nomme "cross-talk" [62]. À partir des mesures d'efforts, on

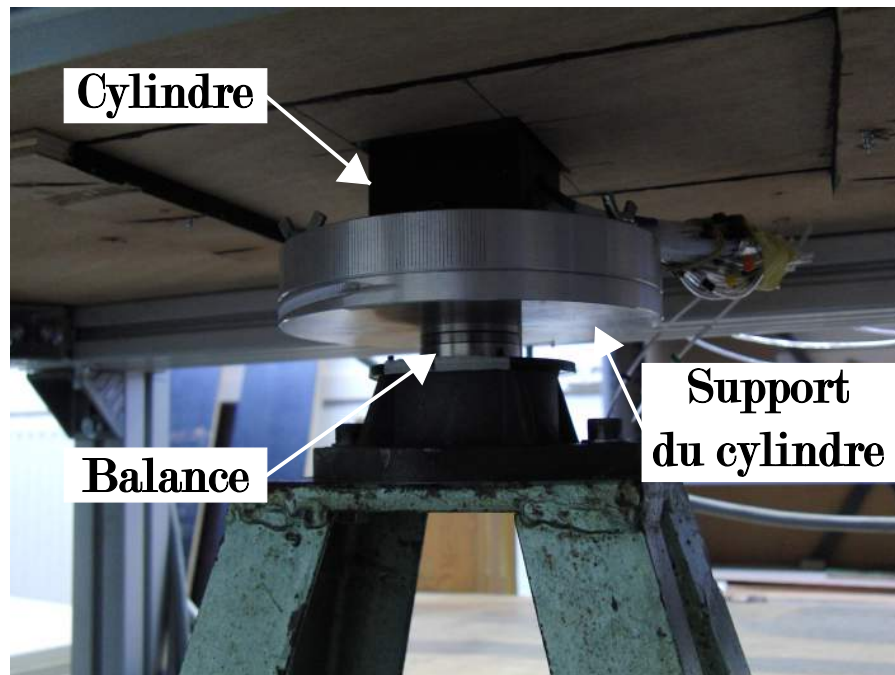


FIGURE 2.22 – Photo du montage de la balance.

calcule les coefficients de traînée et de portance définis tels que :

$$C_D = \frac{D}{0,5\rho U_\infty^2 HL}, \quad (\text{E-2.9})$$

$$C_L = \frac{L_z}{0,5\rho U_\infty^2 HL}, \quad (\text{E-2.10})$$

où D et L_z désignent les efforts de traînée et de portance moyens respectivement, U_∞ la vitesse en sortie du convergent, ρ la masse volumique de l'air et H et L la section et la longueur du cylindre. Les coefficients liés au taux de fluctuation des efforts sont également exprimés sous la forme :

$$C'_D = \frac{D'}{0,5\rho U_\infty^2 HL}, \quad (\text{E-2.11})$$

$$C'_L = \frac{L'_z}{0,5\rho U_\infty^2 HL}, \quad (\text{E-2.12})$$

où D' et L'_z désignent les écarts-type des efforts de traînée et de portance respectivement.

4.2 Pression stationnaire

4.2.1 Dispositif expérimental

Les champs de pression pariétale sont mesurés dans le plan médian du cylindre avec un capteur de pression différentielle 32 voies de type “PSI Pressure System 8400” reconditionné (boitier μ DAQ-32C CHELL). La gamme de ce capteur est de 2,1 kPa et leur précision est de 0,05% de la pleine échelle soit 1 Pa. Au total, 24 prises de pression réparties dans le plan médian du cylindre sont reliées au capteur par des tubes en vinyle de 0,3 mm de diamètre intérieur et de 350 à 400 mm de long. La fréquence de coupure est estimée à 45 Hz, d’après la méthode décrite par Van Ommen et al. [151]. En complément, les cylindres sont équipés avec une douzaine de vinyles équidistants les uns des autres. Ces derniers sont répartis le long de l’axe du cylindre au centre de la face arrière, comme on peut le voir sur la figure 2.23. Les mesures dans le plans médians et à l’arrière du cylindre ont été réalisées indépendamment les unes des autres.

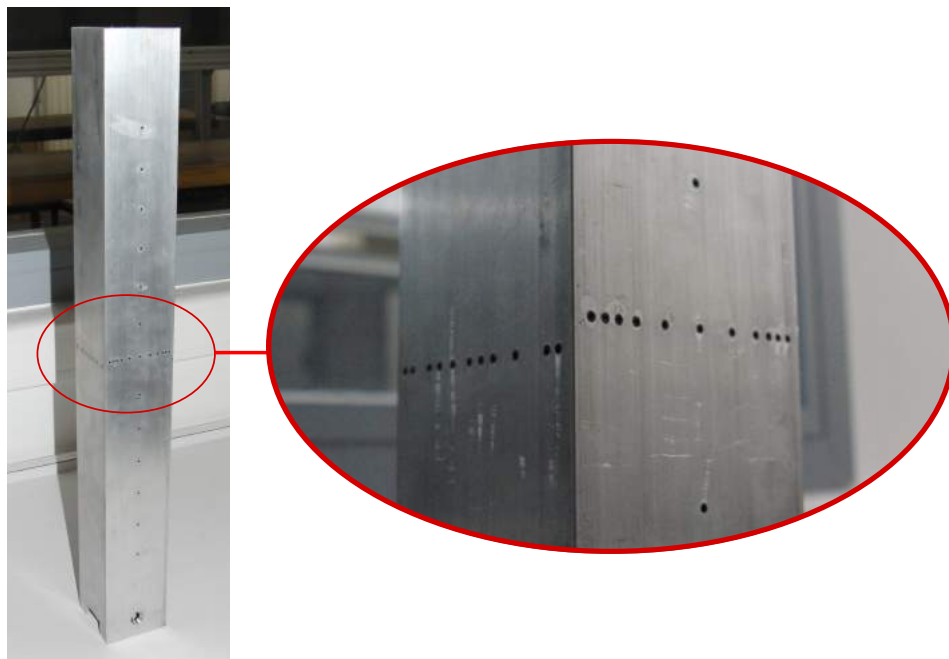


FIGURE 2.23 – Positionnement des prises de pression sur l’une des maquettes utilisées.

4.2.2 Corrections des mesures de pression stationnaire

Les capteurs de pression étant différentiels, le signal de sortie correspond donc à la différence de pression entre la prise de pression que l’on considère et la pression de référence mesurée à la paroi en entrée de veine. La distribution de pression est représentée par le coefficient de pression C_{P_i} exprimé

sous la forme :

$$C_{Pi} = \frac{\Delta P_i}{0,5\rho U_\infty^2}, \quad (\text{E-2.13})$$

$$\Delta P_i = P_i - P_\infty, \quad (\text{E-2.14})$$

où P_i représente la valeur de la pression mesurée à la position i , U_∞ et P_∞ la vitesse et la pression en sortie du convergent et ρ la masse volumique de l'air. Dans les cas étudiés, des couches limites se développent entre l'entrée de la veine et le point de mesure (cf. figure 2.8(b)), ce qui a pour effet d'agir sur les valeurs de pression et de vitesse mesurées. On définit donc une valeur corrigée du coefficient de pression sous la forme :

$$C_{Pi}^c = \frac{\Delta P_i^c}{0,5\rho U_\infty^{c2}}, \quad (\text{E-2.15})$$

$$C_{Pi}^c = \frac{P_i - P_\infty^c}{0,5\rho U_\infty^{c2}}, \quad (\text{E-2.16})$$

où l'exposant c permet d'identifier les valeur corrigées. On exprime ensuite le coefficient de pression corrigé en fonction du coefficient de pression mesuré :

$$C_{Pi}^c = \frac{\Delta P_i}{0,5\rho U_\infty^{c2}} + \frac{P_\infty - P_\infty^c}{0,5\rho U_\infty^{c2}}, \quad (\text{E-2.17})$$

$$C_{Pi}^c = k^2 C_{Pi} + \frac{P_\infty - P_\infty^c}{0,5\rho U_\infty^{c2}}, \quad (\text{E-2.18})$$

$$k = \frac{U_\infty}{U_\infty^c}. \quad (\text{E-2.19})$$

On s'appuie sur les mesures de vitesses prises par anémométrie fil chaud entre l'entrée de la veine et la position du cylindre pour déterminer les valeurs de k , le rapport entre la vitesse en entrée de veine et la vitesse corrigée. Les valeurs de k , pour les trois Re de l'étude sont données dans le tableau 2.4.

$U_\infty [\text{m}\cdot\text{s}^{-1}]$	5	10	15
k	0,9874	0,9866	0,9822

Tableau 2.4 – Tableau récapitulatif du rapport $k = U_\infty/U_\infty^c$ en fonction de la vitesse mesurée en entrée de veine (mesuré au fil chaud simple)

On applique l'équation de Bernoulli généralisée entre l'entrée de veine et l'abscisse du cylindre et on obtient :

$$P_\infty^c + 0,5\rho U_\infty^{c2} + \Delta P_C = P_\infty + 0,5\rho U_\infty^2, \quad (\text{E-2.20})$$

où ΔP_C représente les pertes de charges subies par l'écoulement. On prend :

$$\Delta P_C = \kappa 0,5\rho U_\infty^{c2}, \quad (\text{E-2.21})$$

d'où :

$$C_{Pi}^c = k^2(C_{Pi} - 1) + 1 + \kappa. \quad (\text{E-2.22})$$

On sait qu'au point d'arrêt sur le cylindre (centre de la face avant), on mesure $C_P = C_{P0}$ et on doit obtenir, $C_P^c = 1$. On exprime donc κ en fonction de C_{P0} :

$$\kappa = k^2(1 - C_{P0}). \quad (\text{E-2.23})$$

En remplaçant l'expression de κ dans l'équation E-2.22, on obtient donc l'expression de C_P^c en fonction de C_P et C_{P0} , soit :

$$C_{Pi}^c = k^2(C_{Pi} - C_{P0}) + 1. \quad (\text{E-2.24})$$

$$(\text{E-2.25})$$

On définit également le coefficient lié aux fluctuations de pression tel que :

$$C'_{Pi} = \frac{\Delta P'_i}{0,5\rho U_\infty^2}, \quad (\text{E-2.26})$$

$$\Delta P'_i = P'_i - P'_\infty, \quad (\text{E-2.27})$$

où P' désigne la moyenne quadratique de la pression. En suivant un raisonnement analogue à celui développé précédemment, on peut écrire :

$$C'_{Pi} = k^2(C'_{Pi} - C'_{P0}). \quad (\text{E-2.28})$$

4.3 Comparaison des résultats des mesures d'efforts pour l'écoulement non contrôlé

Maintenant que les moyens expérimentaux permettant d'accéder aux efforts ont été présentés, leur complémentarité va être illustrée à l'aide de l'étude des efforts s'exerçant sur le cylindre non contrôlé.

Efforts globaux

La figure 2.24 montre que la traînée totale du cylindre, D , est proportionnelle à U_∞^2 . Ce résultat se traduit par une valeur du coefficient de traînée quasiment constante sur toute la gamme de Reynolds qui nous concerne, comme illustré sur la figure 2.25(a). Ce résultat est en accord avec les données de la littérature [24, 70], puisque pour les corps rigides à géométrie bidimensionnelle et pour un Reynolds compris entre 10^4 et 10^6 , le coefficient de traînée est quasiment constant. L'incertitude relative sur ces mesures est inférieure à 1%. On remarquera également que la valeur du coefficient de traînée est supérieure d'environ 10% aux résultats de la littérature, puisque ces dernières varient entre 2,05 pour Lee [85], 2,1 pour Bearman et Obasaju [15] et 2,21 pour Norberg [102]. Cependant, pour les références citées, la valeur de la traînée est estimée à partir de l'intégration du coefficient de pression (cf. tableau 2.1). Il est donc cohérent que nous obtenions des valeurs plus élevées. On notera que si l'on compare ces valeurs à celles du tableau 2.5 où est donné la valeur du coefficient de traînée estimé par mesure de pression, l'ordre de grandeur est respecté. De plus, le coefficient de blocage de notre expérience est de 12%, ce qui est nettement supérieur à ceux des expériences auxquelles nous comparons nos résultats. En effet, West et Apelt dans [158], montrent que pour un taux de blocage compris entre 6% et 16%, l'écoulement subit des distorsions qui entraînent une augmentation artificielle du coefficient de traînée. Maskell propose une correction des valeurs de traînée pour les configurations avec un taux de blocage important [90]. À partir de la relation E-2.29 et des mesures de pression (C_{Pb} désignant le coefficient

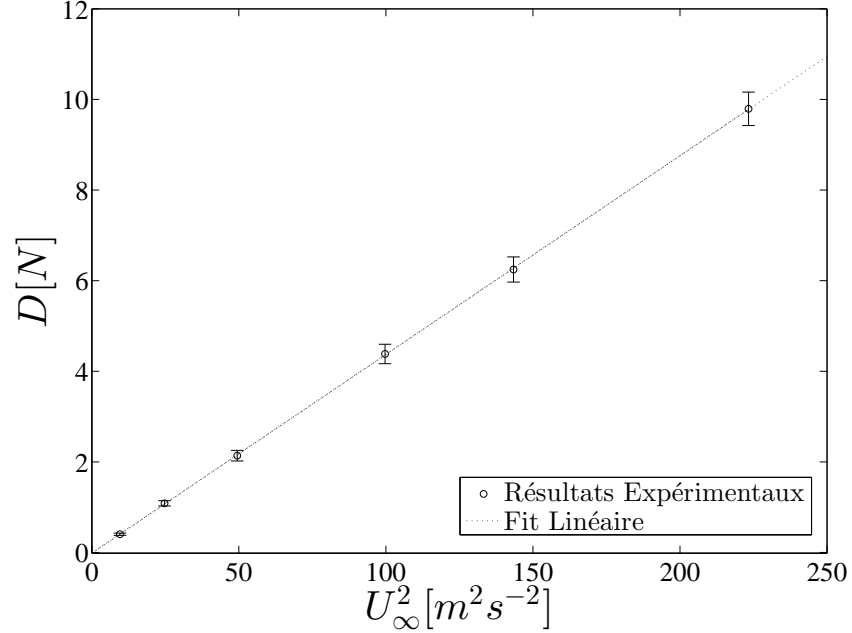


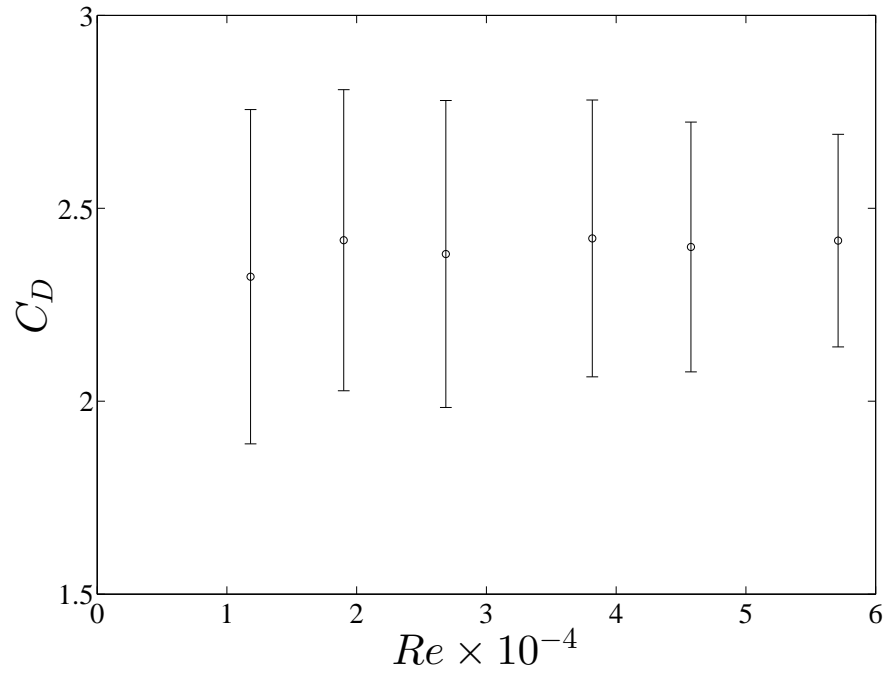
FIGURE 2.24 – Évolution de la traînée du cylindre non contrôlé en fonction de U_∞^2 . Les barres d'incertitudes correspondent à la valeur de l'écart-type de la traînée.

de pression sur la base du cylindre, soit à l'arrière de ce dernier) et d'efforts, on peut ainsi déterminer un coefficient de correction, k_{Mc} et recalculer une valeur du coefficient de traînée corrigé, C_{Dc} .

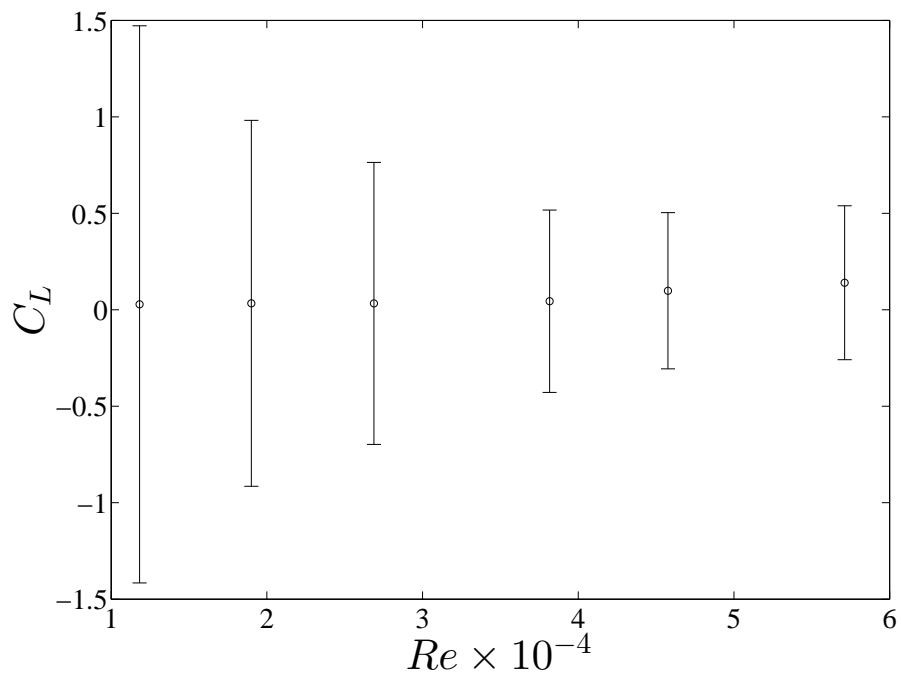
$$\frac{C_{Dc}}{C_D} = \frac{1 - C_{Pbc}}{1 - C_{Pb}} = \frac{k_{Mc}^2}{k_M^2} = 1 + \frac{C_D}{k_{Mc}c^2 - 1} \frac{H}{L} + \mathcal{O}\left(\frac{S}{C}\right)^2. \quad (E-2.29)$$

La comparaison entre les coefficients de traînée non corrigés et ceux corrigés est tracée sur la figure 2.26, pour les trois nombres de Reynolds pour lesquels on dispose des mesures de pression. Cela permet de vérifier qu'une fois corrigées, les valeurs de coefficient de traînée obtenues sont cohérentes avec celles proposées dans la littérature. Les mesures de balance révèlent l'existence d'une portance résiduelle moyenne comme le montre l'évolution du coefficient de portance C_L reportée sur la figure 2.25(b). La valeur moyenne obtenue, $C_L \simeq 0,06$, reste toutefois négligeable devant celle de la traînée. Cette portance résiduelle pourrait s'expliquer par un défaut d'alignement du cylindre, des interactions entre les différentes composantes de la balance ou encore l'incertitude propre à la balance.

Les mesures de balance nous permettent également d'accéder aux taux de fluctuation des efforts s'appliquant sur le cylindre. Pour les plus faibles nombres de Reynolds, les fréquences du lâcher tourbillonnaires sont proches de la fréquence de résonance du montage de la balance. Cela a pour effet d'amplifier la valeur du taux de variations des efforts. Ce phénomène est particulièrement visible sur les résultats de portance mais influence également les résultats de traînée. Peu d'études expérimentales ont été menées sur le taux de fluctuation des efforts pour des nombres de Reynolds comparables aux nôtres. D'autre part, il n'existe pas de véritable consensus sur les valeurs de fluctuations d'efforts de la littérature. On remarquera que Vickery [154] rapporte des valeurs de taux de fluctuation de portance adimensionnés compris entre 0,68 et 1,32 (suivant que l'on se place dans le cas d'un écoulement turbulent ou non turbulent) pour un nombre de Reynolds de 10^5 . De même, à partir de



(a)



(b)

FIGURE 2.25 – Évolution du coefficient (a) de traînée et (b) de portance en fonction du Re . Les barres d'incertitudes correspondent à la valeur de l'écart-type de la traînée adimensionnée.

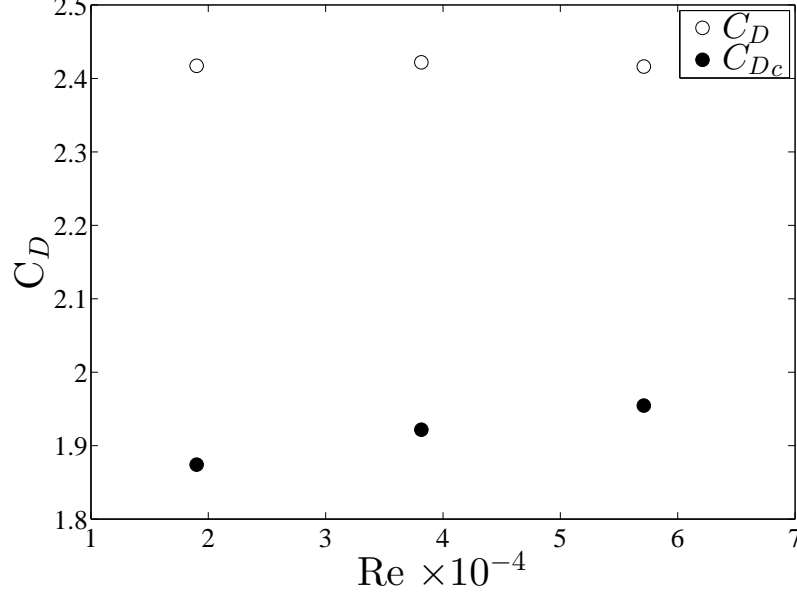


FIGURE 2.26 – Évolution de la traînée du cylindre non contrôlé en fonction du nombre de Reynolds.

simulations numériques, Rodi et al. [128], rapportent C'_L et C'_D comprises entre 0,38 et 1,79 et 0,1 et 0,27 respectivement, pour un nombre de Reynolds de $2,2 \cdot 10^4$. Les valeurs du coefficient lié au taux de fluctuation des efforts sont représentées par les barres d'incertitudes sur les figures 2.25(a) et 2.25(b). Pour la gamme de Reynolds de l'étude, on obtient C'_L et C'_D comprises entre 0,27 et 1,46 et 0,27 et 0,58 respectivement. Les valeurs mesurées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans la littérature. Dans la suite du manuscrit, on préférera néanmoins se baser sur l'analyse des mesures de pression, lorsque l'on s'intéressera à la variation de la fluctuation des efforts s'appliquant sur le cylindre.

Contribution de la pression aux efforts

La distribution de pression est tracée et comparée aux résultats de la littérature sur la figure 2.27(a), pour les trois nombres de Reynolds choisis pour nos expériences. Il est à noter que la distribution de pression étant symétrique par rapport à l'axe OX , seuls les résultats sur le demi-cylindre $A'BCD'$ sont représentés. La pression sur la face avant (face $A'B$) et la face arrière (face CD') contribuent aux efforts de traînée tandis que les valeurs de pression sur le côté du cylindre (face BC) contribuent aux efforts de portance. La distribution de pression est caractérisée par un maximum ($C_P = 1$) au centre de la face avant, A' , qui est un point d'arrêt. La valeur de la pression suivant $A'B$, décroît ensuite jusqu'à atteindre sa valeur minimale en B . Cette évolution de la pression résulte de l'existence d'un point de décollement fixe sur l'arête de la face avant du cylindre en B . L'existence de ce décollement va donner naissance à une zone de recirculation sur le côté de ce dernier, ce qui va entraîner l'apparition d'un premier plateau de dépression visible sur le côté du cylindre BC . On remarquera néanmoins que la valeur de la pression varie légèrement le long du côté BC pour atteindre un minimum en

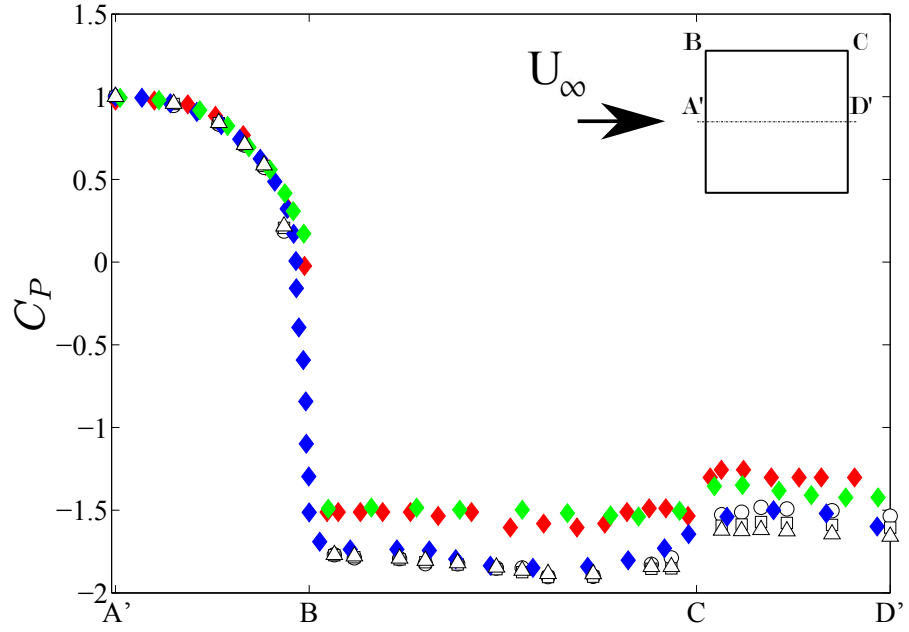
$X/H = -0,25$, ce qui correspond également au centre de la structure tourbillonnaire observable grâce aux lignes de courant tracées sur la figure 2.14(a). Un second plateau de dépression, dont la valeur est supérieure à celle du plateau décrit préalablement apparaît sur la face CD' . Ce dernier correspond à l'existence d'une seconde zone de recirculation dans le sillage proche de la face arrière, de la même façon que précédemment, ce phénomène est également mis en évidence sur la figure 2.14(a). L'ensemble des résultats de pression (que ce soit pour nos mesures ou pour celles de la littérature) se superposent sur la face avant. Néanmoins, les différences entre les conditions expérimentales (taux de blocage dix fois plus faible pour Noda & Nakayama,[100] et Re dix fois supérieur pour Lee, [85]) entraînent une dispersion des résultats sur le côté et à l'arrière du cylindre. En effet, la valeur de la pression mesurée sur ces faces est liée à l'existence des structures tourbillonnaires et est donc extrêmement sensible à toute modification de l'écoulement. Lee, [85], montre, par exemple qu'en augmentant la valeur de l'intensité turbulente en entrée de veine, on provoque une augmentation non négligeable de la valeur du coefficient de pression sur le côté et la face arrière. Il montre également que les résultats de pression moyenne sur le côté du cylindre sont significativement influencés par le comportement des zones de cisaillement qui se développent à la frontière entre l'écoulement libre et la zone de recirculation. Néanmoins, pour des conditions expérimentales comparables, la distribution du coefficient de pression tracée pour nos mesures est en accord avec les résultats de Bearman & Obasaju [15].

En intégrant la distribution de la pression sur les faces avant et arrière, on peut accéder à une estimation de la part de la traînée de pression dans la traînée. Le tableau reprend les valeurs de la contribution des faces avant, C_D^{AB} et arrière, C_D^{CD} , à la traînée de pression, la valeur du coefficient de traînée calculé à partir des mesures de pression, C_D^{ABCD} et de balance, ainsi qu'une estimation de la part de la traînée visqueuse, C_D^v . On montre ainsi que la contribution de la pression sur la

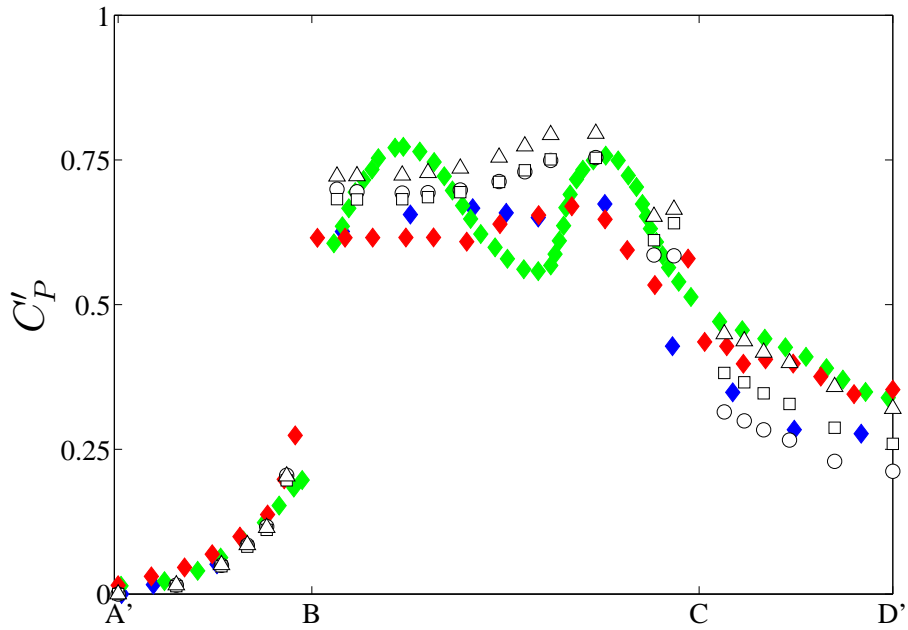
Re	2.10^4	4.10^4	6.10^4
C_D^{AB}	0,72	0,72	0,71
C_D^{CD}	-1,35	-1,43	-1,51
C_D^{ABCD}	2,07	2,15	2,22
$C_D^{ABCD}/C_D^{Balance}[\%]$	86	89	92
$C_D^v/C_D^{Balance}[\%]$	14	11	8

Tableau 2.5 – Tableau récapitulant les différentes contributions au calcul de la traînée de pression en fonction du Re .

face arrière est deux fois plus importante que celle de la face avant en moyenne. Étant donné que la distribution de pression ne change pas sur la face avant, quelque soit la configuration, on en conclut donc que la pression au centre de la face arrière, C_{Pb} , sera un bon indicateur des modifications qui interviennent sur la traînée moyenne. D'autre part, en comparant la traînée de pression à la traînée mesurée par balance, on montre que la traînée de pression est prépondérante pour notre configuration, la traînée visqueuse résultante ne représentant que 10% en moyenne de la valeur totale de la traînée sur l'ensemble de la gamme de Reynolds étudiée. Si on s'intéresse maintenant à la distribution du taux de fluctuation de pression, C'_P on observe un minimum au niveau du point d'arrêt. À l'inverse de la pression moyenne, la courbe des fluctuations croît jusqu'en B . De B à C , la valeur du taux de fluctuation de pression croît pour atteindre un maximum en $X/H = -0,25$. Ce point correspond à la position du centre de la structure vorticiitaire présente sur le côté du cylindre. Le taux de fluctuation décroît ensuite de C à D' , pour atteindre un second minimum au centre la face arrière D' . Comme



(a)



(b)

FIGURE 2.27 – Distribution de pression sur le demi-cylindre, (a) C_P et (b) C'_P , \blacklozenge Bearman & Obasaju (1982), $Re = 2,2 \cdot 10^4$, [15], \blacklozenge Lee(1975), $Re = 1,76 \cdot 10^5$, [85], \blacklozenge Noda & Nakayama (2003), $Re = 6,89 \cdot 10^4$ [100], mesures expérimentales \circ $Re = 2 \cdot 10^4$, \square $Re = 4 \cdot 10^4$, \triangle $Re = 6 \cdot 10^4$.

précédemment, on observe des différences entre nos résultats et ceux de la littérature. Cependant, les tendances sont conservées.

5 Synthèse

Ce chapitre nous a permis d'introduire les moyens de mesure mis en œuvre dans le cadre de ces travaux de thèse. En conclusion, on propose le tableau récapitulatif suivant :

Moyens Expérimentaux	Balance Aérodynamique	Capteur de pression stationnaire	HW1C	LDV2C	PIV2C
Grandeurs mesurées	D, L_z	Δp	u	u, v	u, v
Type de mesure	ponctuelle	ponctuelle	ponctuelle	ponctuelle	planaire
Résolution spatiale	-	✓	✓	✓	✓
Information temporelle	✓	×	✓	✓	×
Recirculation	-	-	×	✓	✓

Tableau 2.6 – Tableau récapitulatif des moyens expérimentaux utilisés dans le cadre de la thèse.

On dispose donc d'un panel important d'outils expérimentaux, qui permettent d'accéder aux différentes grandeurs d'intérêt que ce soit en terme de mesure de vitesse ou d'effort. Ces moyens peuvent également permettre par leur complémentarité, une analyse temporelle ou spatiale de la dynamique de l'écoulement. Les résultats présentés dans ce chapitre concernent l'écoulement naturel. Ils sont en accord avec les résultats extraits de la littérature, malgré quelques disparités dues aux différences dans les conditions expérimentales. Nos résultats illustrent les avantages et les inconvénients de chaque technique de mesure et leur complémentarité.

Dans la suite du manuscrit, nous allons nous consacrer à l'étude d'un dispositif de contrôle bio-inspiré développé dans le cadre de ces travaux. Les résultats obtenus seront comparés à ceux déjà validés pour la configuration naturelle.

Conception et efficacité du dispositif de contrôle bio-inspiré

[illegible]

La biomimétique est une stratégie d'innovation qui consiste à scruter la Nature dans le but de trouver des solutions pour développer de nouvelles technologies ou encore améliorer des technologies déjà existantes. L'idée de départ étant qu'au cours de son évolution, la Nature a déjà résolu de nombreux problèmes pour lesquels la science n'a pas encore de solutions. Cette technique n'a rien de nouvelle puisque l'on peut citer le nom de Léonard de Vinci -parmi d'autres- comme un précurseur de la biomimétique moderne. Inspiré par l'observation de milans noirs, de passeraux et d'autres espèces d'oiseaux communes en Europe, il écrit le « Codex sur le vol des oiseaux » dans lequel figurent différents schémas de machines volantes. Néanmoins, il serait plus juste de dire que l'évolution technologique de l'Homme a toujours été influencée par ce qu'il observait dans son environnement. Pourtant le terme de "biomimétisme" n'apparaît pas avant le milieu du 20^{ème} siècle, quand Otto Schmit, un biophysicien, l'utilisa dans ses travaux. Il cherchait alors à imiter la transmission des signaux par les nerfs pour des applications électroniques [67]. Le terme a ensuite été popularisé par Janine Benyus [20] sous le terme anglais de "biomimicry", à la fin des années 1990. Elle définit le biomimétisme comme :

117

et stratégies élaborés par les organismes vivants et les écosystèmes afin de produire des biens et des services de manière durable et rendre les sociétés humaines compatibles avec la biosphère. »

Sa définition dépasse celle que nous avons proposée puisqu'elle ajoute en sus, la notion "sustainability" (qui se traduit en français par durabilité) des systèmes ainsi conçus.

La définition du biomimétisme telle qu'elle a été présentée au paragraphe précédent induit un champ d'application très large. En témoigne la figure 3.1, tirée des travaux de Lepora et al. [86]. Le nuage de mots contient les mots clefs les plus populaires à partir d'une base de données de 18000 articles scientifiques dont le thème était le biomimétisme, la taille des mots étant proportionnelle à la fréquence d'apparition du mot dans la base de données. On peut donc déduire de cette figure que les applications majeures de la biomimétique concernent, par ordre de priorité, les secteurs de la robotique, de l'informatique, de l'architecture, de la médecine, des matériaux, ... et bien sûr la mécanique des fluides. On donnera donc, dans la suite de ce chapitre, un exemple pour chacun des principaux domaines concernés. On s'intéresse, en premier lieu, au véhicule sous-marin autonome, MantaBot, développé dans les universités de Princeton (dont le modèle est représenté sur la figure 3.2(b)) et de Virginie. L'idée étant de s'inspirer de la morphologie d'une raie manta (Figure 3.2(a)) pour la création d'un véhicule sous-marin autonome. En effet, les paramètres importants pour le développement de tels véhicules est leur efficacité, leur manoeuvrabilité, leur stabilité et leur capacité à s'adapter à différents milieux marins. Ces capacités devant par la suite être mises en oeuvre pour différentes missions telles que la surveillance, le support logistique, l'analyse de la pollution des océans ... Les raies mantas peuvent vivre à la fois en pleine mer comme en zone littorale. Elles disposent d'un système de propulsion par mouvements oscillatoires qui s'avère être efficace et la forme de leur corps assure une faible traînée lors de leur déplacement. Cet animal a donc attiré l'attention des biologistes et des ingénieurs [115]. Cependant les véhicules développés à l'heure actuelle, restent encore limités et des améliorations doivent leur être apportées pour atteindre une efficacité maximum et rendre leur déploiement possible.

L'application de certains systèmes qui s'inspirent de phénomènes naturels est parfois plus directe. C'est le cas pour les bâtiments de l'Eastgate Center au Zimbabwe ou de la moins connue Porticullis House de Londres (figure 3.2(d)) dont la structure s'inspire de celle des termitières. En effet, les termitières sont construites, autour de différentes cheminées (figure 3.2(c)). En ouvrant et fermant successivement certains de ces tunnels, les termites régulent à la fois la température, l'humidité ainsi que les émissions de gaz de leur nid [56]. L'Eastgate Center et la Porticullis House disposent d'un système de refroidissement passif basé sur le même principe. Ces bâtiments emmagasinent la chaleur en journée et la restitue dans la soirée, ce qui dispense les utilisateurs de ces bâtiments d'utiliser un système de climatisation artificiel.

Bien sûr, la biomimétique ne se limite pas à l'observation du milieu qui nous entoure mais également à celle de l'être humain. Dans ce cas, on pourra alors aussi parler de systèmes bioniques. Le fait est que l'insuffisance cardiaque touche une large part de la population (1 à 5 pour 1000 d'après Cowie [39]) et les chances de survie des patients sont limitées (les taux de survie à un an des personnes ayant subi une défaillance cardiaque est de 65% [39]). Au stade le plus avancé de la maladie, le seul traitement est la greffe d'organe. Cependant, le nombre de cœurs disponibles pour la greffe est inférieur à la demande. Une solution alternative est en cours de développement, le système CARMAT (figure 3.2(f)). Comme on peut le voir en comparant les figures 3.2(e) et 3.2(f), l'anatomie du cœur humain et la structure du cœur artificiel sont similaires. Le fonctionnement du cœur artificiel est également comparable puisqu'il est composé de deux cavités séparées par une membrane qui reproduit le mouvement de la paroi

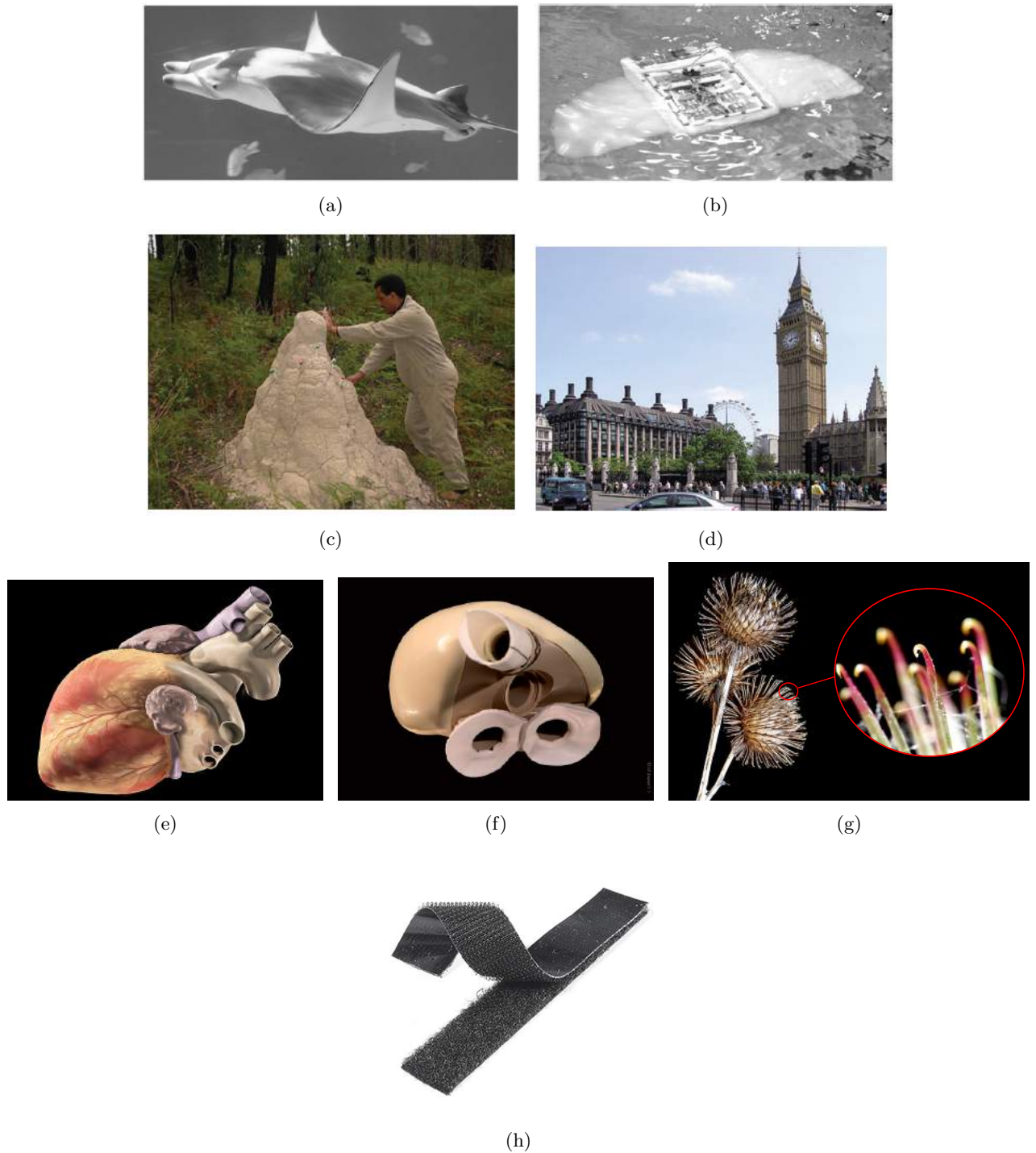


FIGURE 3.2 – (a) Photo d'une raie manta (Source : [53]), (b) Photo du MantaBot développé par l'université de Princeton (Source : [53]), (c) Photo d'une termitière (Source : [56]), (d) Photo de la Portucullis House à Londres (Source : [56]), (e) Illustration d'un coeur humain (Illustration de Patrick Lynch) , (f) Photo du coeur artificiel, Carmat (Source : Carmat), (g) Photo d'une fleur de bardanne et de ses crochets (Photos de Brian Johnston[©]) et (h) Photo d'une bande de Velcro[©] (Source : Velcro[©]).

ventriculaire d'un cœur humain, permettant ainsi l'admission et l'éjection du sang. Le premier essai clinique de ce système, en 2013, a abouti à la survie d'un patient transplanté durant 74 jours. Le second patient transplanté avec ce système a survécu pendant 9 mois (d'Août 2014 à Mai 2015). Un troisième patient a été transplanté en Avril 2015 et les essais se poursuivent.

Si certains systèmes biomimétiques sont développés après de longues observations préalables par des biologistes, d'autres ne doivent en revanche leur existence qu'à un heureux hasard. Ainsi l'un des dispositifs biomimétiques les plus populaires fut créé après que son inventeur, George de Mestral, de retour d'une ballade constata qu'il lui était difficile de se défaire des fleurs de bardanes (voir figure 3.2(g)) qui s'étaient accrochées à son pantalon et à la fourrure de son chien. C'est en s'intéressant à la structure de la fleur, que lui vint l'idée du Velcro[®] représenté sur la figure 3.2(h). Ce système fut breveté pour la première fois en 1951 [42]. Enfin, le but n'est pas ici de faire une revue de l'ensemble des systèmes biomimétiques existants. On invitera le lecteur intéressé à se référer à des ouvrages et articles scientifiques tels que les livres de Bar-Cohen [9, 10], de Benyus [20], et l'article de Bhushan [22] pour une revue exhaustive.

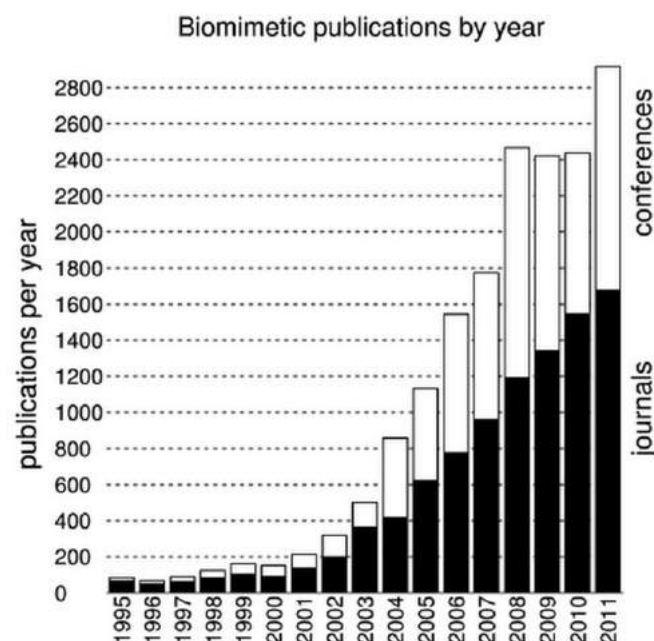


FIGURE 3.3 – Évolution du nombre de publications dans le domaine de la biomimétique par année, Lepora et al. [86]. Les barres noires indiquent la proportion d'articles de journaux et les barres blanches la proportion d'articles de conférences et de livres.

Comme illustré à travers les exemples choisis du paragraphe précédent, le domaine du biomimétisme a été l'objet d'un grand intérêt au cours des dernières décennies, que ce soit auprès des scientifiques comme des investisseurs. En témoigne la figure 3.3, extraite des travaux de Lepora et al. [86]. Cette figure montre l'évolution du nombre de publications par an, parues entre 1995 et 2011, dont le sujet était en rapport avec le biomimétisme. Cette figure traduit le fait que ce nombre tend à augmenter exponentiellement passant de moins d'une centaine de publications par an dans le milieu des années 1990 à un peu moins de 3000 par an en 2011. Cette augmentation correspond à un doublement du nombre d'articles portant sur le biomimétisme et ses applications tous les deux à trois ans sur la période

d'étude. Si l'on met en miroir le fait que pour l'ensemble des articles scientifiques parus ce doublement n'intervient qu'au bout de treize ans, cela prouve l'intérêt grandissant que la communauté accorde à ce sujet. De plus, ce domaine de recherche attire également les industriels puisque Bonser [27] établit une conclusion équivalente pour le nombre de brevets déposés entre 1985 et 2005 aux États-Unis.

Cependant, comme l'indique Fish et Beneski dans [53], des précautions doivent être prises. Adopter une approche biomimétique ne peut être la solution prescrite à tous les problèmes de l'ingénierie. En effet, si la théorie de l'évolution développée par Darwin démontre la capacité de la Nature à innover et à tirer profit des changements qui l'ont transformée, elle ne prouve pas pour autant que les solutions retenues sont optimales. La sélection naturelle, ne consiste pas à sélectionner une solution plus "parfaite" dans l'absolu mais à développer une solution "meilleure" que la précédente pour un contexte environnemental particulier. Fish et Beneski illustrent leur propos à travers l'exemple des poissons qui possèdent une large masse musculaire dont la majorité ne sera utilisée que pour des situations où la vie de l'animal est engagée et qui handicapera donc ses performances la majeure partie du temps.

L'avenir du biomimétisme ne consiste donc pas à traduire littéralement une création biologique en une création technologique, mais à s'inspirer de caractéristiques particulières d'animaux ou de plantes pour les appliquer sur des systèmes que l'on qualifiera alors de bio-inspirés. L'idée étant de ne pas copier naïvement ce que la Nature a développé mais de sélectionner les créations les plus prometteuses pour mieux les exploiter et éventuellement les améliorer. La clef étant la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans l'application de tels systèmes. C'est cette démarche que nous avons voulu utiliser afin de développer le système de contrôle d'écoulement qui est présenté dans ce chapitre. Nous conserverons le terme de "bio-inspiré" qui semble plus approprié pour la description de notre dispositif dans le reste du manuscrit.

2 Le dispositif de contrôle bio-inspiré

2.1 Un dispositif bio-inspiré

Le principe dont s'inspire le dispositif de contrôle développé dans le cadre de cette thèse a d'abord été proposé par Liebe dans les années 80. En effet, il remarque que lors de l'atterrissage d'un oiseau, une partie de ses plumes situées sur l'extrados se soulèvent simultanément (cf. figure 3.4). Ce phénomène agit, selon lui, comme un actionneur biologique pour contrôler l'écoulement. Son idée est que dans de telles conditions, une bulle de recirculation naît à l'arrière de l'extrados, ce qui entraîne le soulèvement des plumes. Ces dernières interagissent avec l'écoulement et s'opposent à la diffusion de la zone de décollement vers le bord d'attaque de l'aile. Ce phénomène permettrait à l'oiseau de conserver une grande stabilité dans les phases les plus délicates du vol (atterrissage, rafales de vent...) et de retarder le décrochage. Afin de confirmer son idée, des volets en cuir sont installés sur l'une des ailes d'un Messerschmitt Me 109 et des essais en vols sont réalisés. Un schéma de principe du dispositif utilisé est représenté sur la figure 3.5(a). Néanmoins, l'asymétrie du dispositif rend alors les essais non concluants, l'étude est abandonnée et ce n'est qu'en 1979, que Liebe publiera ses recherches [87]. Dans la suite, on distinguera deux types d'études différentes. Celles qui sont directement inspirées de l'expérience de Liebe et pour lesquelles des volets laissés mobiles en rotation sont fixés sur l'extrados d'un profil d'aile. Et celles qui s'inspirent du même phénomène mais se distinguent de l'étude de Liebe.

Patone et al. [114] ont développé un volet composé d'une structure en métal flexible sur laquelle de



FIGURE 3.4 – Photographie d'un condor lors d'un atterrissage (Photographie de N. Mazellier).

la soie est ajustée. Ce volet est ensuite fixé à l'extrados d'un profil NACA 2412 et placé en soufflerie. Leurs résultats montrent que la présence du volet retarde le décrochage et modifie la distribution de pression moyenne sur l'extrados du profil. Bechert et al. [17] ont proposé un dispositif de contrôle équivalent sous forme de volets composés de plastique souple ou de fines feuilles métalliques. Ils ont ainsi observé expérimentalement une augmentation de la portance moyenne de 18% en soufflerie et de 11,4% lors d'essais en vol. Utilisant cette fois des volets en aluminium, Schatz et al [133], ont obtenu expérimentalement et numériquement une augmentation de portance moyenne équivalente à celle de Bechert et al. [17]. Ils montrent également que pour un volet ayant une position angulaire fixe, une augmentation de la portance moyenne plus importante peut-être obtenue, comme illustré sur la figure 3.5(b) qui représente la valeur du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence. De plus, les résultats de leurs calculs numériques URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) montrent que la présence du volet influence la dynamique de l'écoulement. En effet, d'après leur calcul, le nombre de Strouhal augmente légèrement par rapport au profil non contrôlé que les volets soient mobiles ou non. Plus récemment, Wang et Schlüter [156] se sont également intéressés à l'effet de différents paramètres tels que la longueur, la largeur et la position de volets en fibre de carbone scotchés sur l'extrados d'un profil SD8020 en Balsa. Ils obtiennent pour leur configuration de meilleurs performances aérodynamiques lorsque les volets couvrent la quasi totalité de l'envergure de leur modèle et sont placés au 2/3 de la corde du profil. Enfin, Mazellier et Kourta [93], ont obtenu pour un volet constitué d'une armature en plastique recouverte de soie appliqué à un profil NACA0015, une amélioration de la finesse (rapport entre portance et traînée moyenne) pouvant atteindre 20%. Ils montrent également que la topologie de l'écoulement à grande échelle est significativement modifiée par la présence de l'actionneur.

En se basant sur le même principe, Favier et al. [49] ont réalisé, quant à eux, l'étude numérique d'un pelage déformable recouvrant une partie de la surface d'un cylindre circulaire (voir figure 3.6). Pour leur configuration optimale, ils obtiennent simultanément une réduction de la traînée moyenne de 15% et des fluctuations de portance de 44%. Ils mettent également en évidence un phénomène

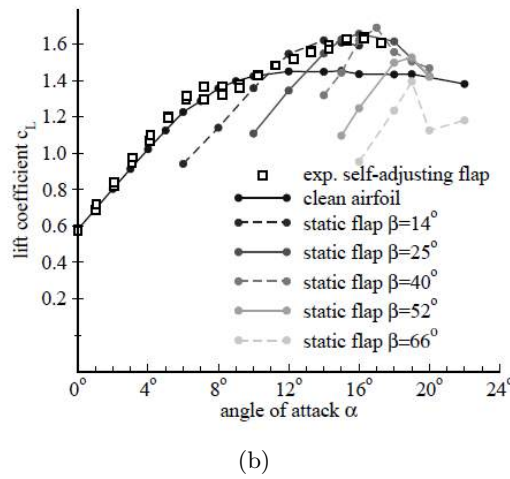
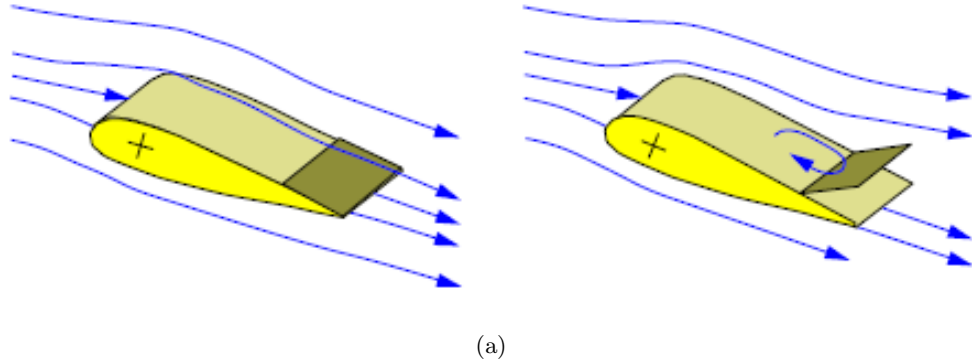


FIGURE 3.5 – (a) Schéma de principe du dispositif de contrôle de Schatz et al. À gauche, à faible incidence, le volet n'est pas activé et reste collé à la paroi du profil. Avec un angle d'incidence plus important, le volet se soulève de la paroi et oscille autour d'une position angulaire moyenne. (b) Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence d'un profil HQ17 muni de volets statiques et mobiles. Source : [133]

de couplage entre l'écoulement et les cils du pelage. Ces résultats numériques ont été partiellement confirmés par l'étude expérimentale de Kunze et Brücker [82]. Leurs résultats suggèrent une réduction des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale de 42% et 35% respectivement et confirment l'existence d'un couplage entre les cils et la dynamique du sillage. De plus, ils montrent l'existence d'un réarrangement du lâcher tourbillonnaire. Au lieu de former une allée du type Von-Kármán, les tourbillons sont éjectés sur la ligne centrale derrière le cylindre.

Les études décrites précédemment illustrent les effets de l'utilisation de dispositifs de contrôle qui s'inspirent du soulèvement des plumes des oiseaux en situations de vol défavorables et démontrent l'intérêt de leur utilisation. Cependant, les phénomènes physiques sous-jacents à ce type d'actionneurs bio-inspirés restent encore mal compris. L'objectif principale de l'étude développée dans ce manuscrit est donc de contribuer à la compréhension de ces phénomènes. Pour ce faire, il est d'abord nécessaire de développer et de caractériser un dispositif de contrôle équivalent à ceux proposés dans la littérature. C'est le sujet de ce chapitre.

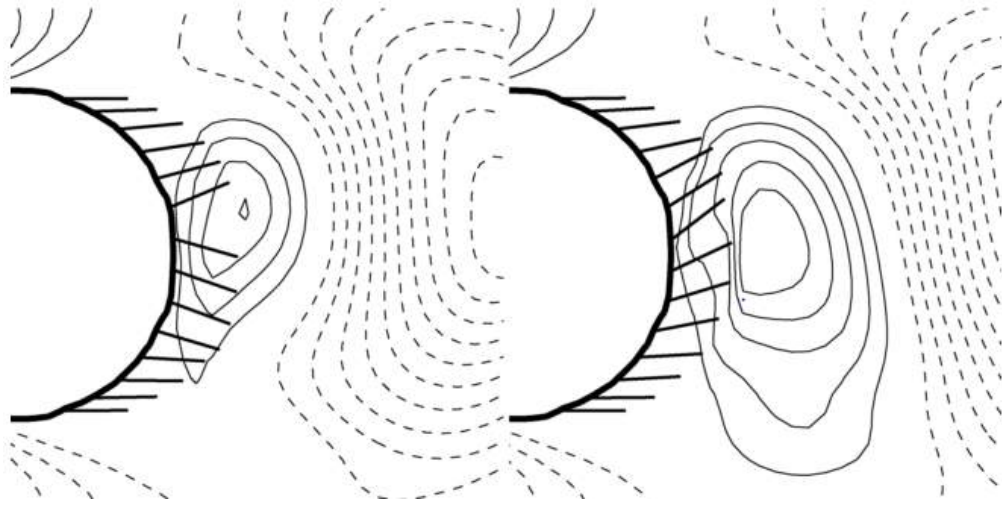


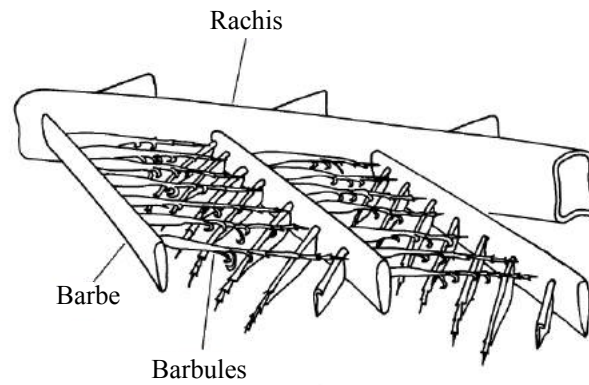
FIGURE 3.6 – Schéma du dispositif de contrôle de Favier et al à deux instants différents. Les lignes à l’arrière plan représentent le contour de la vitesse verticale (ligne continue quand la vitesse est positive et pointillée quand elle est négative). Source : [49]

2.2 Description du dispositif

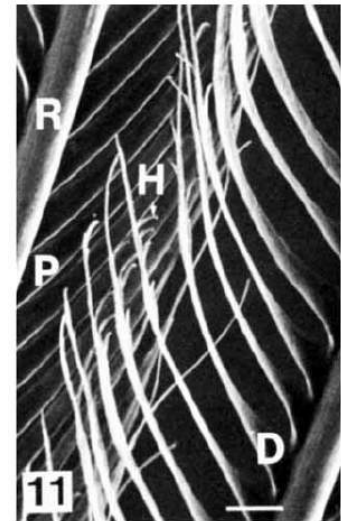
Dans notre étude, l’idée première était de développer un actionneur mécanique s’inspirant du comportement de “l’actionneur biologique”. Pour cela, on s’est tout d’abord intéressé à la structure d’une plume d’oiseau seule. Comme on peut le voir sur le schéma de la figure 3.7(a), une plume d’oiseau est constituée d’un rachis rigide (composé de kératine comme les cheveux ou les ongles humains) sur lequel sont implantées des barbes poreuses disposées en épi de chaque côté du rachis. De la même manière, sur chacune de ces barbes, sont implantés en épi des barbules plus petites. Le bout de ces barbules est muni de minuscules crochets qui les lient les unes aux autres. La disposition de ces différents éléments crée une structure comparable à une grille comme on peut le voir sur la photographie de la figure 3.7(b).

Cependant, dans le cadre du phénomène qui nous intéresse, ce n’est pas une seule plume qui agit sur l’écoulement mais un ensemble qui se comporte comme un “volet biologique”. Il était donc nécessaire que l’actionneur mécanique bio-inspiré, qui est l’objet de cette étude, respecte la structure du “volet de plumes”. Les deux propriétés caractéristiques de l’actionneur mécanique sont donc sa rigidité et sa solidité, [51]. De plus, l’actionneur devait également être suffisamment léger pour pouvoir être actionné par l’écoulement seul, c’est-à-dire sans apport d’énergie extérieur, pour préserver la qualité auto-adaptative du système de contrôle.

Afin de réaliser un dispositif de contrôle respectant les critères fixés, on a donc choisi d’utiliser un cadre rigide en PVC sur lequel on applique un matériau fin, comme il est décrit sur le schéma 3.9(a). La masse linéique du dispositif n’excède pas $60 \text{ g}\cdot\text{m}^{-1}$. Le cadre permet de garantir un taux de blocage initial de 50% de la surface totale du volet. Ce dernier a une longueur de 495 mm ce qui permet de couvrir la quasi totalité de l’envergure du modèle en évitant que le volet ne frotte sur les parois de la soufflerie. Les cylindres carrés ont été préalablement usinés afin que les volets s’intègrent parfaitement aux parois latérales lorsqu’ils sont rétractés. Pour cela, un épaulement de 2 mm d’épaisseur et de 35 mm de largeur a été réalisé sur chaque face latérale du cylindre contrôlé, comme on peut le voir sur la



(a)



(b)

FIGURE 3.7 – (a) Schéma de la structure d'une plume [47]. (b) Vue au microscope de la plume d'un inséparable à rose gorge (Échelle $40\mu\text{m}$) [45].

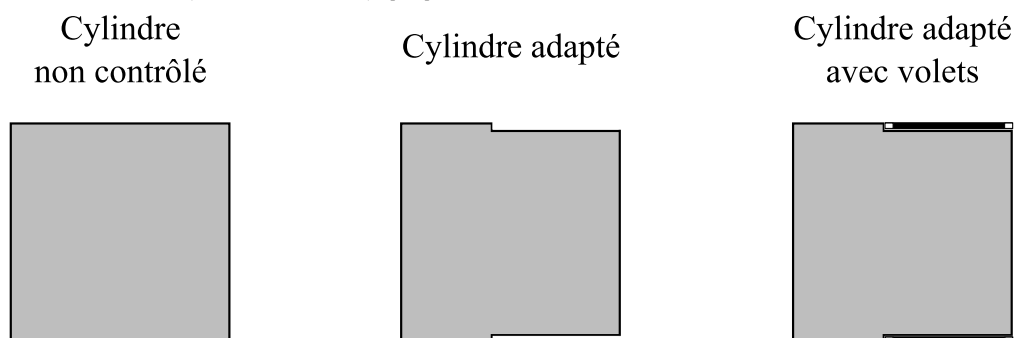


FIGURE 3.8 – Schéma représentant les différents cylindres utilisés lors de l'étude.

figure 3.8. Ces dimensions correspondent exactement à l'épaisseur et la largeur des volets. La rigidité du cadre garantit également la bidimensionnalité du mouvement des volets.

Un matériau poreux ou non est ensuite collé sur le cadre rigide du volet. Lorsqu'il s'agit de matériaux poreux, on choisit d'utiliser des tissus commerciaux dont le tissage rappelle mais n'imité pas complètement la disposition des barbes et barbules des plumes, comme on peut le constater en comparant les photographies des figures 3.7(b) et 3.16. La photographie de la figure 3.9(b) permet de réaliser l'inventaire des couples de volets qui ont été utilisés pour cette étude.

Les volets sont scotchés au cylindre par leur bord d'attaque. L'articulation souple schématisée sur la figure 3.10, autorise le mouvement libre des volets. La fixation est suffisamment courte et rigide pour considérer que leur mouvement est décrit par un seul degré de liberté : leur position angulaire. Quatre morceaux de scotch BlendermTM de la marque 3MTM sont équi-répartis sur la longueur du cylindre. On notera que dans le cadre de cette étude, en plus d'étudier les actionneurs mobiles, des configurations pour lesquelles la position angulaire du volet était figée ont également été utilisées.

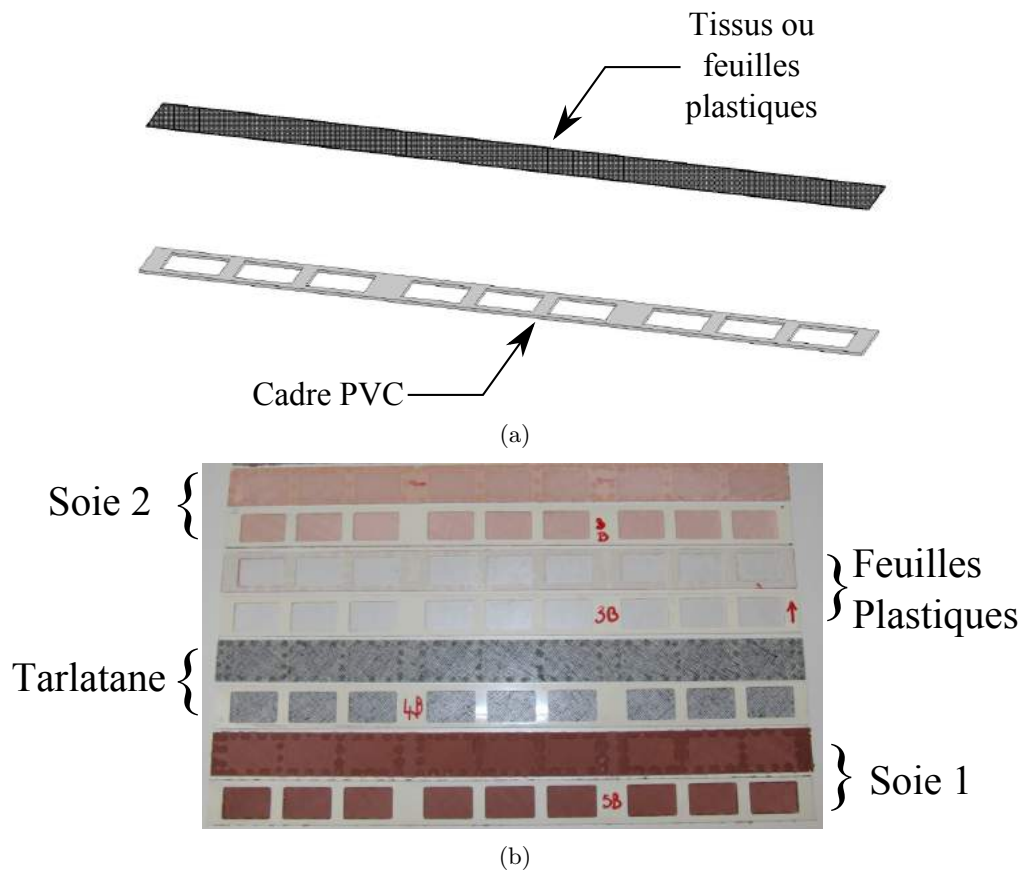


FIGURE 3.9 – Schéma (a) d'un des volets éclaté et (b) Photographie de l'ensemble des couples de volets utilisés.

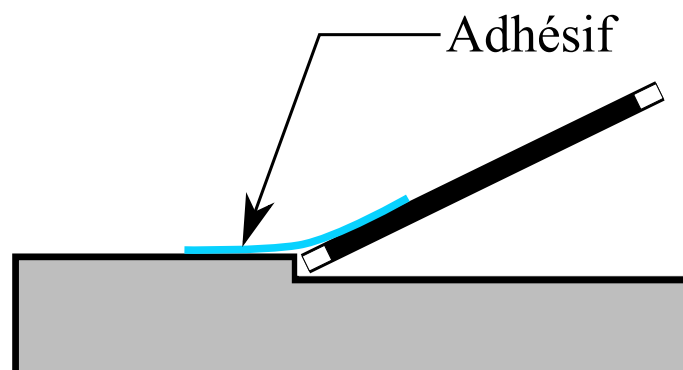


FIGURE 3.10 – Schéma représentant la fixation souple entre le volet et le cylindre.

Pour cela des cales de faibles dimensions ont été réalisées par prototypage rapide et ont pour valeur angulaire 15° , 20° , 30° et 45° . Chaque volet est muni de quatre cales équi-réparties sur l'envergure de ce dernier. Lorsque l'on rapporte des résultats de mesure pour lesquels la position angulaire du volet est fixée, on qualifiera la configuration de contrôle passif. Cette dénomination sera utilisée dans le reste du manuscrit.

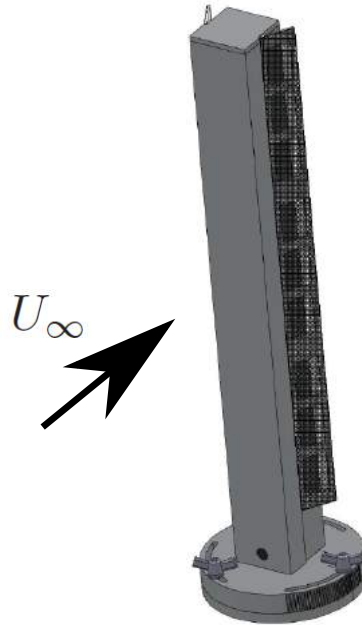


FIGURE 3.11 – Schéma de l’assemblage final des volets sur le cylindre adapté.

Le schéma de l’assemblage final des volets sur le cylindre carré est représenté sur la figure 3.11. Durant les essais, l’axe du cylindre contrôlé est aligné à la verticale de façon à s’affranchir de la force de gravité.

L’efficacité du dispositif a été évaluée pour trois positions longitudinales différentes des volets, X_{flap} . Les trois montages sont illustrés sur la figure 3.12(a). Au final, le volet est positionné de manière à ce que son bord de fuite soit confondu avec la face arrière du cylindre. Comme le montre la figure 3.12(b), cette configuration s’est révélée être celle menant à la plus grande réduction de traînée sur la plage de Re testée ici.

2.3 Fonctionnement du dispositif auto-adaptatif

Les figures 3.13(a) et 3.13(b) permettent d’illustrer le fonctionnement du dispositif de contrôle. Lorsque les volets ne sont pas activés par l’écoulement, ils sont plaqués sur la surface du cylindre et ne modifient pas la géométrie initiale de ce dernier (cf. figure 3.13(a)).

En présence d’une recirculation suffisamment intense, les volets s’écartent de la paroi puis, après une phase transitoire courte, oscillent autour d’une position moyenne. C’est pour cette raison que l’on pourra qualifier le dispositif d’auto-adaptatif puisqu’aucune énergie extérieure n’est nécessaire à son activation et son fonctionnement, c’est l’écoulement qui assure ces fonctions. Cette propriété lui permet également de s’adapter à la configuration de l’écoulement dans lequel il est placé.

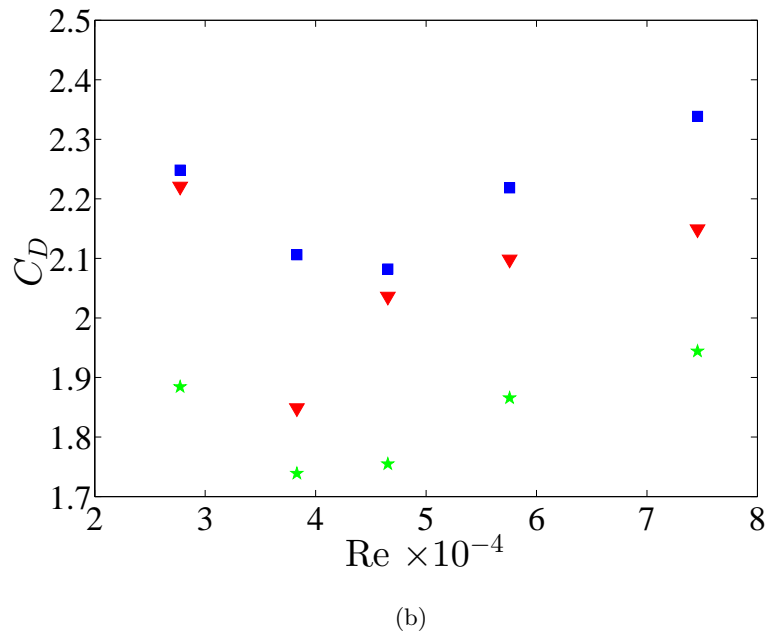
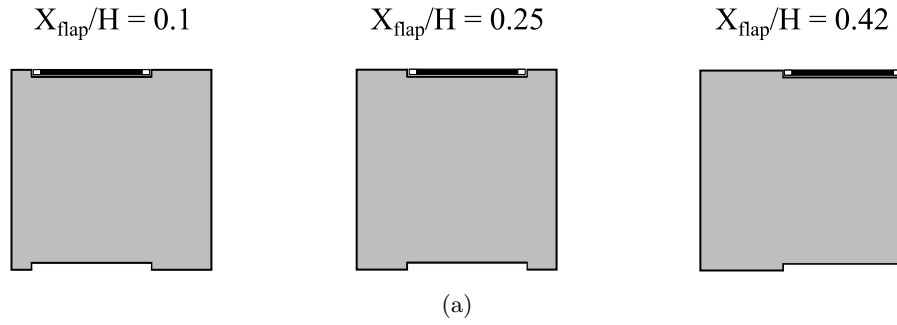
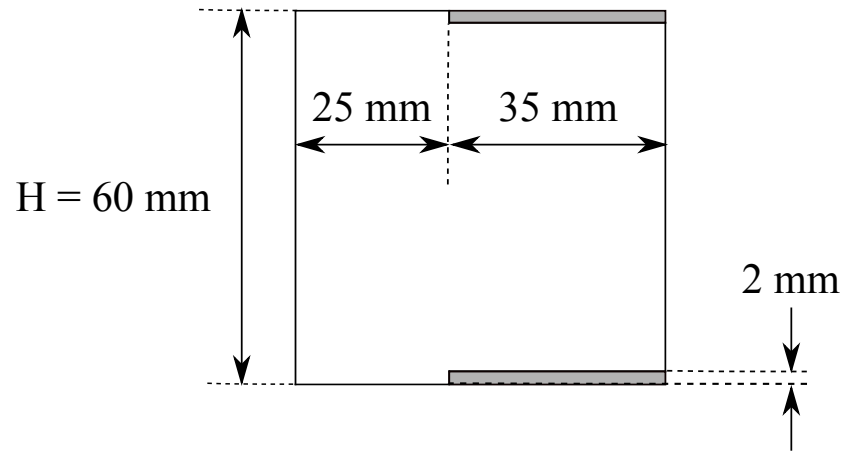


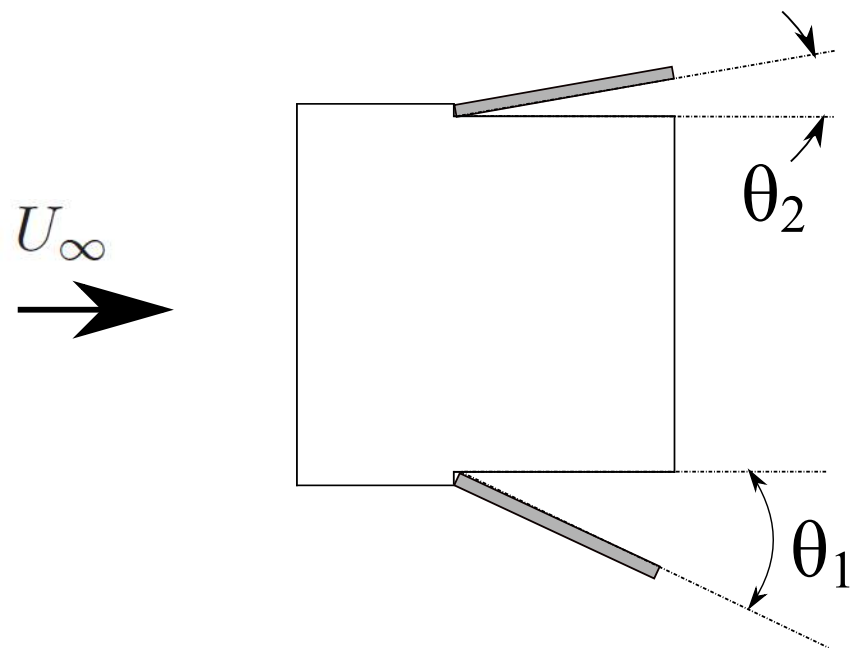
FIGURE 3.12 – (a) Schéma représentant les différents cylindres utilisés pour chacune des positions du volet. (b) Réduction de traînée en fonction de Re , pour différentes positions du volet. X_{flap} désigne la distance entre la face avant du cylindre et le bord d’attaque du volet. ■ $X_{flap}/H = 0.1$, ▼ $X_{flap}/H = 0.25$, ★ $X_{flap}/H = 0.42$.

3 Détermination de la solidité du tissu

L’un des paramètres clefs dans la réalisation des volets est la porosité du matériau que l’on applique sur le cadre. Ayant fait le choix d’utiliser des matériaux du commerce dont on ne connaissait pas les propriétés physiques. Les tissus utilisés dans cette étude peuvent être assimilés en première approximation à des grilles régulières (voir figs. 3.16). Afin de les caractériser, nous avons établi deux protocoles expérimentaux dont le but est de déterminer la solidité σ définie comme le rapport entre la surface bloquée par le tissu et la surface totale de la maille élémentaire. Porosité ϕ et solidité sont reliées par $1 = \phi + \sigma$. La première méthode consiste à σ par analyse d’images, alors que la seconde se base sur la mesure des pertes de charges à travers le matériau placé dans la soufflerie.



(a)



(b)

FIGURE 3.13 – Schéma du dispositif de contrôle, (a) sans écoulement et (b) avec écoulement lorsque les volets sont activés.

3.1 Tissus et grilles analysés

Trois types de soies différents référencés Soie 0, Soie 1 et Soie 2 et de la tarlatane, un tissu de coton rigide, sont utilisés. Afin de valider notre méthodologie, deux grilles métalliques percées de trous ronds ont été utilisées comme référence. Il s'agit de grilles de la marque RMIGTM dont les caractéristiques sont rapportées sur la figure 3.14. La première grille en acier laminé à chaud possède des perçages ronds de diamètre $D = 15$ mm avec un entraxe triangulaire $T = 22$ mm (perforation en quinconce à 60°) et une solidité annoncée par le constructeur, $\sigma = 58\%$ pour une épaisseur de 1,5 mm. La seconde grille en acier laminé à chaud possède des perçages ronds de diamètre $D = 4$ mm avec un entraxe triangulaire $T = 5$ mm et une solidité annoncée par le constructeur, $\sigma = 42\%$ pour une épaisseur de 1,5 mm.

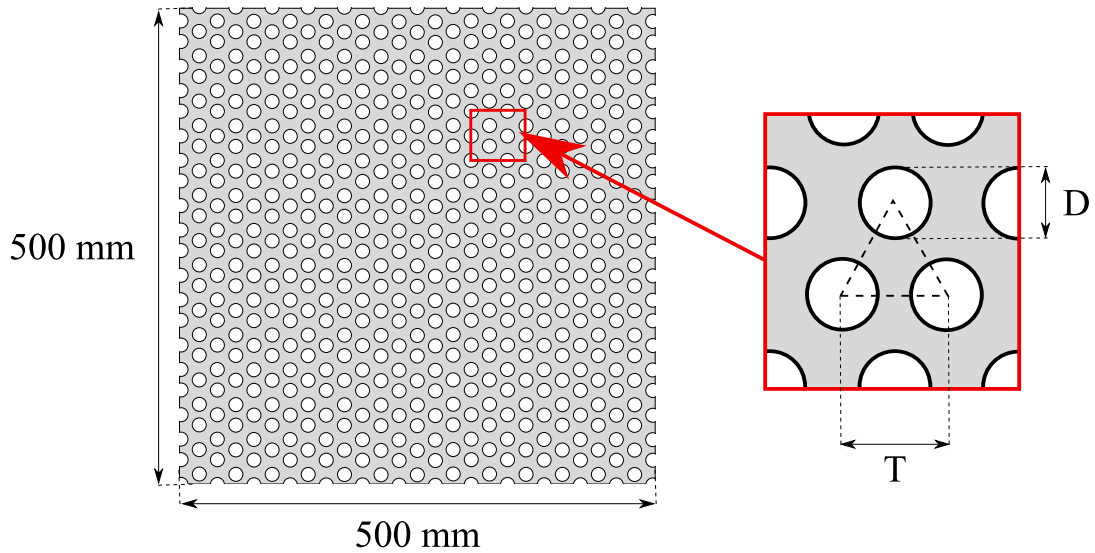


FIGURE 3.14 – Principales dimensions des grilles utilisées.

3.2 Solidité et traitement d'image

3.2.1 Dispositifs pour les mesures optiques

Pour réaliser nos prises d'images, on dispose de deux montages expérimentaux utilisant un principe de fonctionnement similaire. Pour les objets de grandes tailles tels que les grilles ou la tarlatane, dont les mailles sont visibles à l'oeil nu, on utilise un appareil photo Casio Exilim Pro EX-F1 possédant une résolution de 2816×2112 pixels². Ce dernier est fixé sur un trépied à la verticale de l'objet à analyser. Une source lumineuse homogène placée en diffusion avant permet d'améliorer les contrastes des images. Une photographie est réalisée en maintenant une distance comprise entre 50 et 80 mm entre l'objectif et le tissu (ce qui correspond à une valeur comprise entre les distances focales minimale et maximale de l'appareil qui sont respectivement de 7,3 et 87,6 mm). Le zoom de l'appareil n'est pas utilisé. Un repère et un régleur sont utilisés afin de déterminer l'échelle de l'image et on obtient ainsi les photographies des grilles et de la tarlatane comme illustré par la figure 3.16(d).



FIGURE 3.15 – Photos du matériel expérimental du CEMHTI.

Pour les tissus possédant des mailles de dimensions plus petites, on utilise un dispositif expérimental mis à disposition par le laboratoire du CEMHTI. Ce dispositif se compose d'un microscope OLYMPUS BXS1 muni d'une caméra Colorview I (2080×1544 pixels²) comme on peut le voir sur la figure 3.15. Le tissu est maintenu en place entre deux lames de verre sur le plateau du microscope et on utilise la loupe de grossissement $\times 5$. On règle la hauteur du plateau pour faire la mise au point puis on réalise l'acquisition de l'image à l'aide du logiciel AnalySISTM 3.2. On obtient ainsi les photographies des tissus des figures 3.16(a), 3.16(b) et 3.16(c).

3.2.2 Principe utilisé pour le calcul de la solidité

Une fois les clichés réalisés, il s'agit alors de calculer la valeur de la solidité pour chacun des échantillons. Dans la pratique, afin d'estimer le pourcentage de surface bloquée par le tissu ou la grille, l'image est seuillée puis binarisée. Disposant d'images possédant un contraste élevé (comme en témoigne les histogrammes de niveaux de gris des figures 3.17(c) et 3.18(c)), on peut appliquer une technique de seuillage globale. Cette technique consiste à fixer un seuil pour diviser l'image en deux classes, 1 et 0. Il suffit ensuite de déterminer le pourcentage de pixels ayant pour valeur 0 (tous les pixels noirs) par rapport au nombre total de pixels pour évaluer la valeur de σ . On opposera cette technique à celle du seuillage local, qui consiste à déterminer la valeur des seuils locaux en fonction de la région d'intérêt. Cette méthode ne sera pas implémentée ici. On utilise ici, la méthode d'Otsu [105], pour laquelle σ est déterminée par intégration de l'histogramme de l'image. Le principe de la méthode est donné en annexe B.

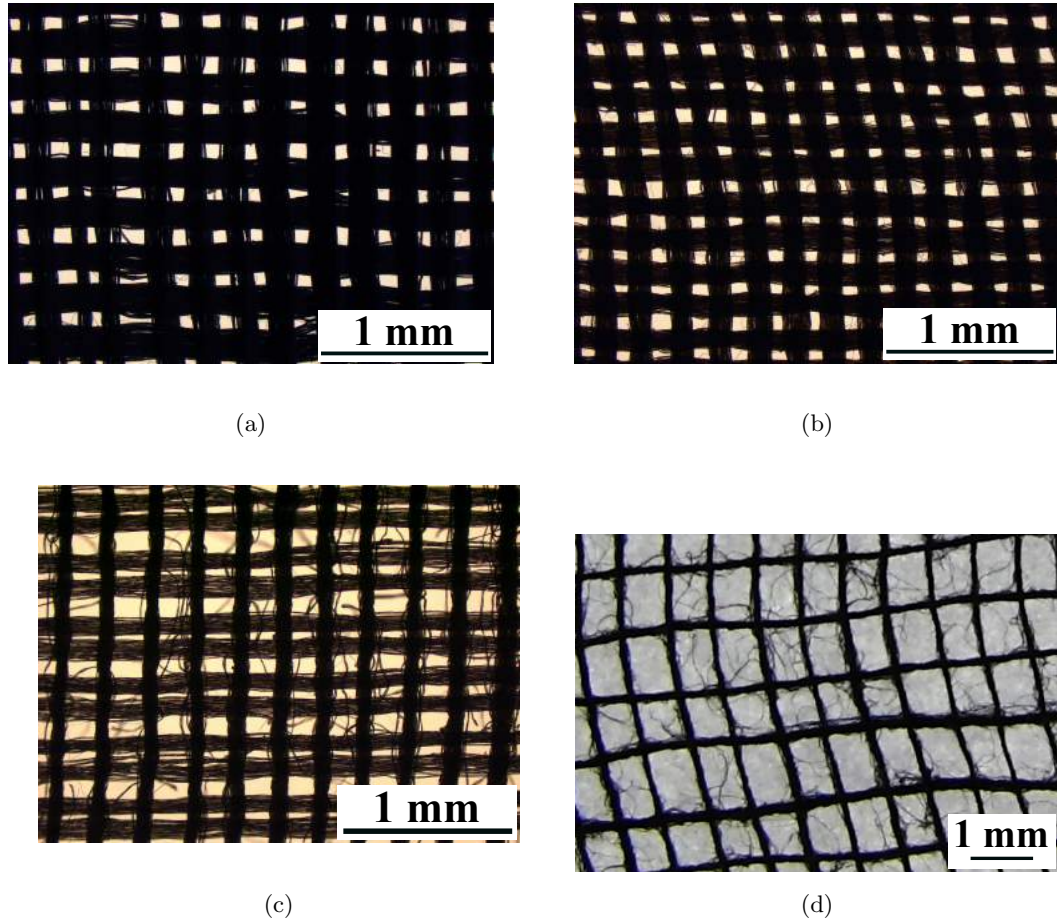
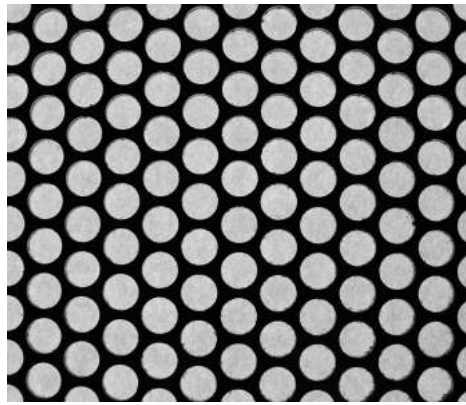


FIGURE 3.16 – Photographie au microscope (grossissement $\times 5$) (a) de la soie 0 et (b) de la soie 1, (c) de la soie 2 et (d) photographie de la tarlatane.

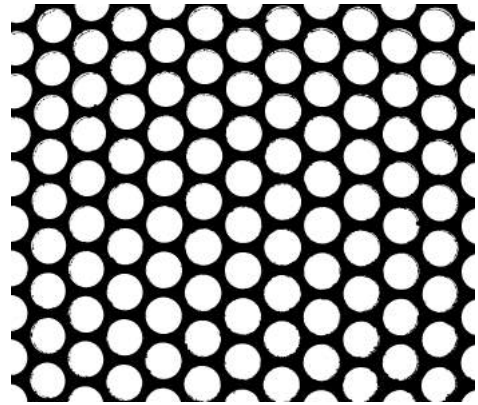
3.2.3 Validation de la méthode

On s'intéresse dans un premier temps aux résultats obtenus pour la grille 1. Les figures 3.17(a) et 3.17(b) permettent de comparer l'image initiale avec l'image binarisée en utilisant le seuil défini par la méthode d'Otsu. On en déduit que la géométrie générale de la grille est respectée. Néanmoins, du fait de la non planéité du montage, un effet de perspective existe au niveau des trous et la partie intérieure de certains de ces derniers apparaît en noire sur l'image binarisée. Cela peut expliquer la sur-estimation de la solidité de la grille 1, puisque la valeur obtenue est supérieure d'1% à celle calculée à partir de la géométrie.

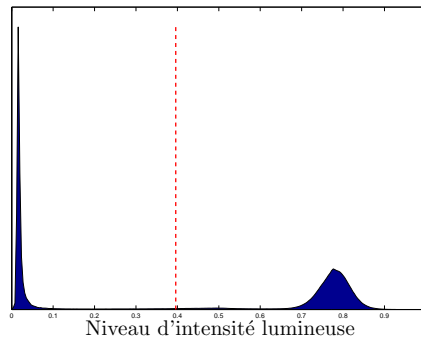
On s'intéresse également à la dépendance entre la taille de la fenêtre d'interrogation utilisée et la solidité correspondante, σ_A . Les résultats pour la grille 1 sont tracés sur la figure 3.17(d). On montre ainsi que plus la taille de la fenêtre d'interrogation est grande, moins la dispersion de la solidité calculée est importante. Néanmoins, la dispersion ne dépasse pas 1% de la valeur finale. Compte tenu de ces deux résultats, on peut donc conclure que l'estimation de la valeur finale de σ calculée pour



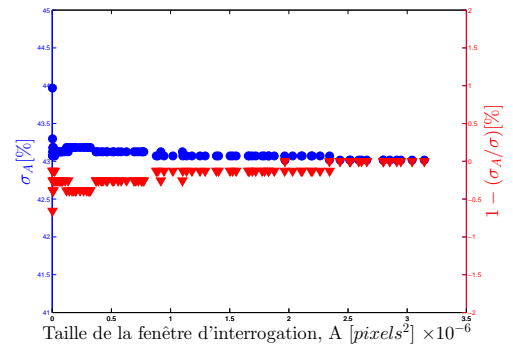
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 3.17 – (a) Photographie de la grille 1 et (b) même photographie binarisée avec la méthode de seuillage d'Otsu. (c) Histogramme des niveaux de gris. Le trait en pointillé représente la valeur utilisée pour le seuillage. (d) Solidité de la grille, calculée pour différentes tailles de fenêtre d'interrogation.

l'image entière est comparable à la valeur du taux de blocage géométrique. On obtient des conclusions similaires lorsqu'on réalise la même analyse pour la grille 2 pour laquelle la valeur de la solidité est sous-estimée de 1% (voir tableau 3.1), ce qui représente un écart acceptable compte-tenu de la précision de la mesure. On en déduit donc que cette méthode d'estimation est valide et la précision de la valeur de la solidité est de l'ordre de $\pm 1\%$.

3.2.4 Résultats

Les figures 3.18(a) et 3.18(b) permettent de comparer l'image initiale de la soie 1 avec la même image binarisée. Ces figures supportent le fait que comme pour la grille 1, la géométrie est respectée par le processus de binarisation. Cependant, on peut remarquer que contrairement à l'histogramme obtenu pour la grille 1, celui obtenu pour le tissu (voir fig. 3.18(c)), ne présente pas un pic distinct pour les niveaux d'intensité les plus élevés, c'est-à-dire, les endroits où il n'y a pas de tissu. Cet histogramme est cohérent avec la valeur de la solidité calculée qui est de 90%. On retrouve également la même tendance que pour la grille quand on s'intéresse à la relation entre la taille de la fenêtre d'interrogation et la valeur de la solidité calculée et une valeur de σ_A . Comme on peut le voir sur la figure 3.18(d), la valeur de σ_A se stabilise dès lors que la surface de la fenêtre d'interrogation dépasse un million de pixels². Ce qui représente moins de la moitié de la surface totale de l'image considérée. Ce traitement, nous permet d'obtenir une première estimation de la solidité de tous les tissus. Ainsi

Type de matériau	σ [%]
Soie 0	89,5
Soie 1	89,5
Soie 2	78
tarlatane	36
Grille 1	43
Grille 2	57

Tableau 3.1 – Tableau récapitulatif des valeurs de la solidité moyenne obtenues par mesures des pertes de charges pour différents Re_d en fonction du type de matériau considéré.

on peut mettre en avant le fait que la soie 0 et la soie 1, ont une solidité identique de 89,5%. En revanche, la soie 2 et la tarlatane possèdent une solidité nettement plus faible. Cependant, pour la tarlatane, on constate que l'histogramme est plus homogène que pour la soie (cf. figure 3.19(c)). Ces résultats doivent être confirmés par la mesure du taux de blocage par mesure des pertes de charges à travers les tissus et les grilles.

3.3 Solidité et perte de charge

3.3.1 Dispositif expérimental

Afin de réaliser la mesure de perte de charge à travers les matériaux dans la soufflerie, on équipe l'une des parois de cette dernière avec 11 prises de pression réparties le long de l'axe X , dans le plan médian de la veine ($Y = 250$ mm, $Z = 0$). La répartition des prises de pression le long de la veine

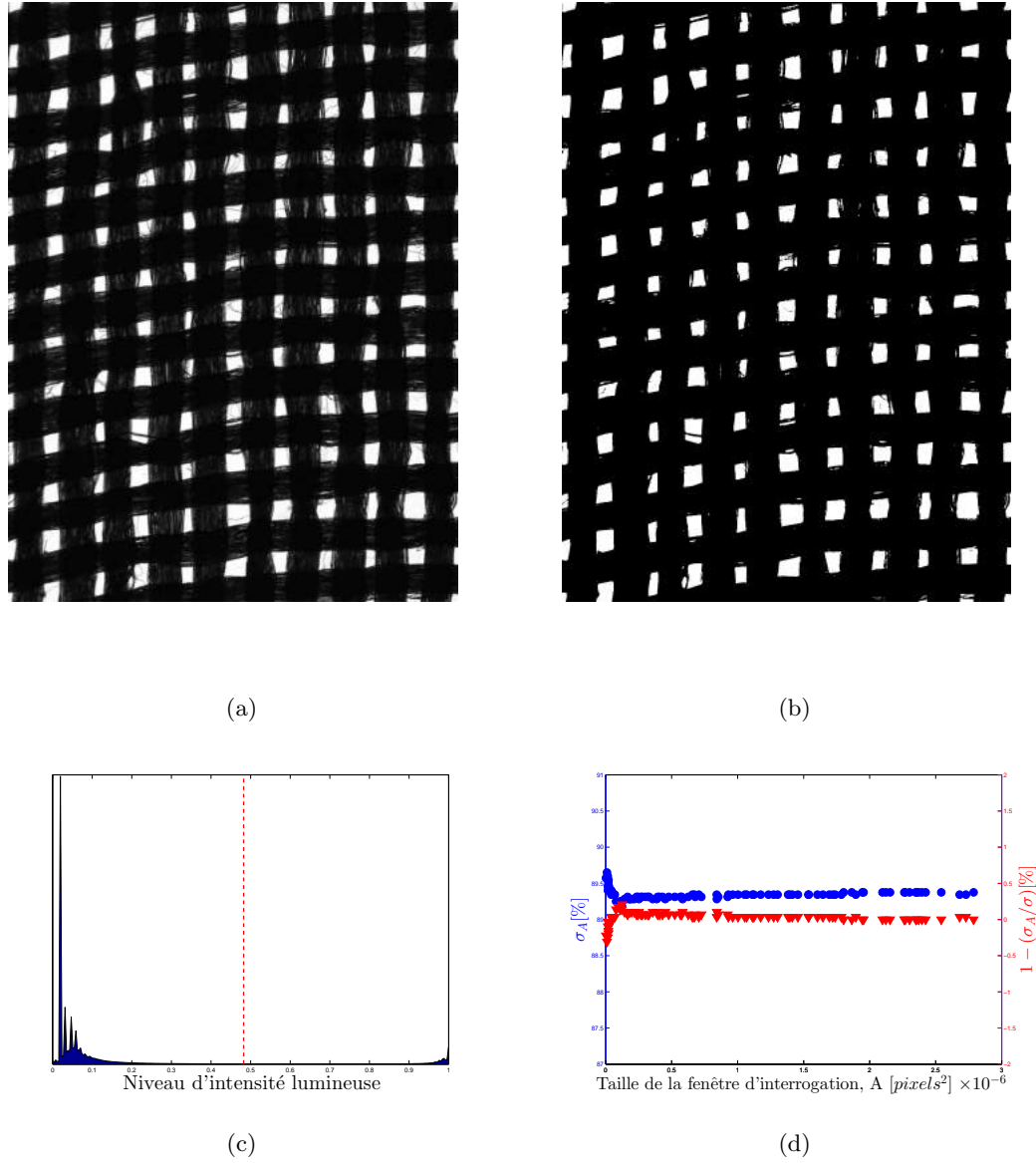


FIGURE 3.18 – (a) Photographie au microscope de la soie 1 et (b) même photographie binarisée avec la méthode de seuillage d'Otsu. (c) Histogramme des niveaux de gris. Le trait en pointillé représente la valeur utilisée pour le seuillage. (d) Solidité de la soie 1, calculée pour différentes tailles de fenêtres d'interrogation.

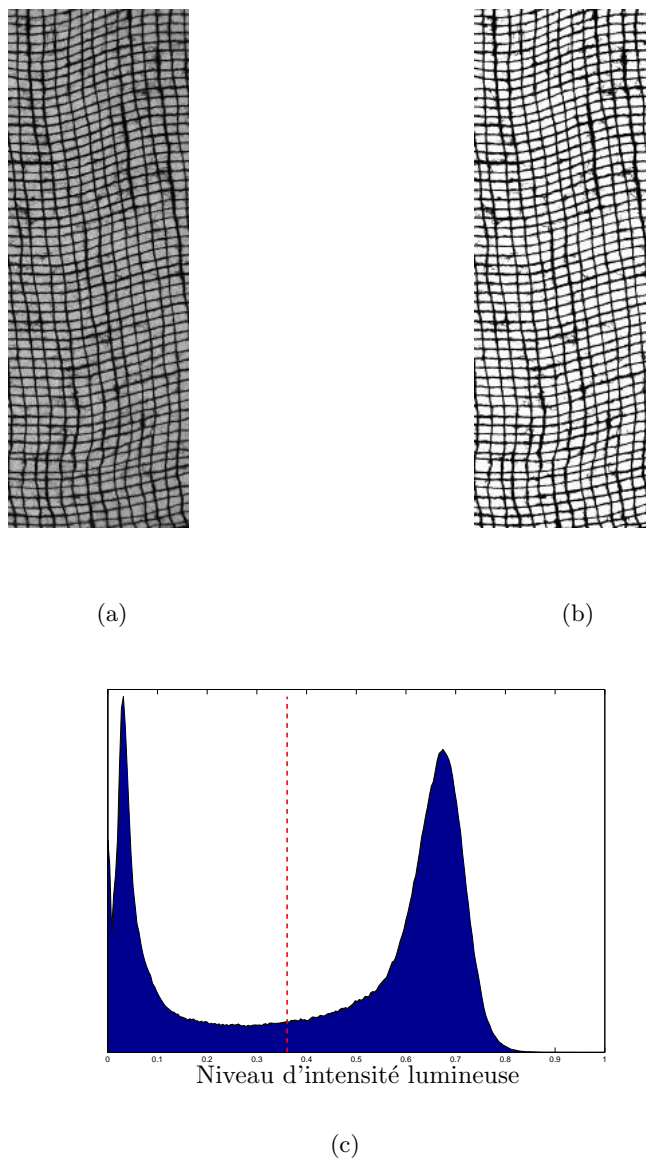


FIGURE 3.19 – (a) Photographie de la tarlatane et (b) même photographie binarisée avec la méthode de seuillage d'Otsu. (c) Histogramme des niveaux de gris. Le trait en pointillé représente la valeur utilisée pour le seuillage.

3. DÉTERMINATION DE LA SOLIDITÉ DU TISSU

est donnée dans le tableau 3.2. Des tubes en vinyle de diamètre intérieur 1,6 mm et de longueur 2 m assurent la transmission de la pression jusqu'au capteur. La longueur importante de ces tubes empêche toute analyse fréquentielle des signaux. L'étude des résultats sera donc limitée à l'évolution de la pression locale moyenne. Les tubes sont affleurants à la paroi afin de ne pas perturber l'écoulement. Un capteur de pression différentielle piezorésistif 32 voies de marque PSITM est utilisé. Ses 32 voies

X (en mm)	-25	100	250	375	500	750	900	1000	1125	1250	1500
prise associée	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6	P_7	P_8	P_9	P_{10}	P_{11}

Tableau 3.2 – Répartition des prises de pression le long de la veine. Les abscisses sont données relativement à l'entrée de celle-ci.

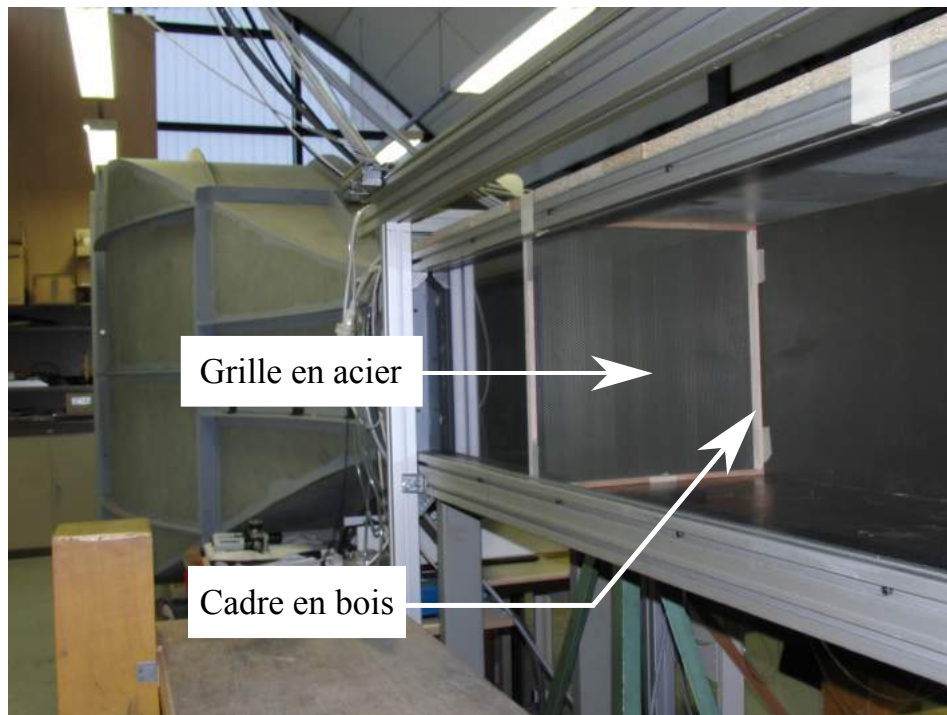
sont multiplexées à une fréquence de 20 kHz. La prise de pression de référence, P_{ref} , considérée pour la mesure différentielle est celle située en entrée du convergent. La prise de pression de référence est située après le nid d'abeille et les écrans qui permettent d'assurer l'homogénéité de l'écoulement dans la veine d'essai. On ne mesure donc que les pertes de charges dues aux grilles ou aux tissus auxquelles s'ajoutent les pertes de charges linéaires dans la veine. Ce capteur de pression est associé à une chaîne d'acquisition de pression PSITM 8400, chaîne permettant également de réaliser l'étalonnage du système (étalonnage réalisé pour chacune des séries de mesure). Les données sont ensuite transmises à un ordinateur via une carte GPIB. La gamme de mesure de ces capteurs de pression est de $\pm 2,5$ kPa. Une estimation des incertitudes donnée par le constructeur est de 0,1% de l'étendue de mesure soit une incertitude absolue de l'ordre de 2,5 Pa. La fréquence d'acquisition des données de pression est de 200 Hz. Pour chaque configuration, la durée d'acquisition est de 30 secondes.

Pour mesurer la perte de charge à travers les différents tissus et grilles, on réalise tout d'abord un cadre en bois dont les dimensions sont de $500 \times 500 \times 1 \text{ mm}^3$ (longueur \times largeur \times épaisseur). Le tissu, maintenu en tension (valeur nominale de 10N) par une machine de Tension-Compression, est ensuite collé et découpé aux dimensions du cadre en bois. Ce montage est ensuite placé orthogonalement à l'écoulement en $X = 600 \text{ mm}$ (cf. figures 3.20(a) et 3.20(b)). L'introduction du cadre servant à maintenir le tissu en position induit une réduction de la section et donc une augmentation de la vitesse nominale qui sera prise en compte dans les calculs. Afin de se placer dans les mêmes conditions expérimentales, on utilisera également un cadre en bois de même dimension placé derrière les grilles en métal.

La gamme des vitesses de cette étude (mesurées au manomètre en entrée de veine) a été choisie pour respecter les vitesses mesurées dans la zone de recirculation où sont placés les volets. Les mesures LDV sur le côté du cylindre présentées dans le chapitre 2, indiquent que dans la zone d'intérêt, la vitesse moyenne est environ égale à la moitié de la vitesse en entrée de veine. Afin de mesurer la solidité du tissu, on fixe donc des vitesses nominales en entrée de veine, U_∞ , comprises entre 2,5 et $7,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

3.3.2 Principe de la mesure

En appliquant la relation de Bernoulli généralisée dans la veine de la soufflerie entre l'amont et l'aval du cadre muni du tissu, on aboutit à l'équation E-3.1. Cette dernière relie la différence de pression mesurée entre l'amont et l'aval du cadre, ΔP_σ , la vitesse de l'écoulement, U_∞ , la masse volumique du fluide, ρ , un coefficient de perte de charge, K_σ , dont la valeur dépend principalement des différents



(a)



(b)

FIGURE 3.20 – Photographie du montage expérimental dans la soufflerie pour (a) une des grilles de référence en acier et (b) la soie 1.

paramètres géométriques de la grille ou du tissu étudié ainsi que du nombre de Reynolds basé sur la dimension des perçages ou de la maille, d_σ , Re_σ (défini tel que $Re_\sigma = U_\infty d_\sigma / \nu$ où ν désigne la viscosité cinématique du fluide).

$$\Delta P_\sigma = K_\sigma \times 0,5 \rho U_\infty^2 \quad (\text{E-3.1})$$

Gan et Riffat [58], utilisent cette approche et présentent les résultats expérimentaux et numériques de mesures de perte de charge à travers deux plaques perforées présentant des perforations de diamètres différents (mais possédant une même solidité, $\sigma = 0,5$). Leur installation expérimentale est équivalente à la nôtre, puisque la perte de charge à travers les grilles est estimée à partir de mesures de pression sur la paroi de leur soufflerie à section carrée. En analysant leurs résultats expérimentaux et numériques, ils mettent en évidence empiriquement une relation entre le coefficient de perte de charge K_σ et le rapport entre l'épaisseur et le diamètre des perçages de la grille t_σ/d_σ . Lorsque ce t_σ/d_σ est inférieur à 1, ils obtiennent une évolution décroissante du coefficient K_σ . Pour des valeurs supérieures à 1, K_σ est quasiment constante. Il est à noter que pour leur montage expérimental et l'intervalle de Re_σ considéré ($1,5 \cdot 10^5$ - $4 \cdot 10^5$) l'effet du nombre de Reynolds sur les résultats est négligeable. Si ces résultats tendent à confirmer l'intérêt de notre montage expérimental pour la mesure de perte de charge, ils ne permettent pas en revanche de lier directement la perte de charge mesurée à la solidité de l'obstacle étudié.

Dans ce but, on s'intéresse aux travaux de Groth et Johansson [66] qui étudient le lien entre perte de charge et perméabilité pour différents grillages (de mailles et d'épaisseurs de différentes dimensions) pour une gamme de Reynolds compris entre 13 et 830. Ce qui correspond à la gamme de Re_σ de l'étude des tissus. Ils proposent la relation suivante entre la perte de charge, ΔP_σ , le coefficient de pertes de pression K_σ et une fonction empirique, $f(Re_\sigma)$:

$$\Delta P_\sigma = K_\sigma f(Re_\sigma) \times 0,5 \rho U_\infty^2, \quad (\text{E-3.2})$$

avec

$$K_\sigma = \frac{1 - (1 - \sigma)^2}{(1 - \sigma)^2}. \quad (\text{E-3.3})$$

On peut donc établir la relation inverse :

$$\sigma = 1 - \sqrt{\frac{1}{K_\sigma + 1}}, \quad (\text{E-3.4})$$

ce qui permet d'établir la relation entre la solidité du matériau considéré, la vitesse en entrée de veine et la perte de charge mesurée sous la forme :

$$\sigma = 1 - \sqrt{\frac{f(Re_\sigma) \times 0,5 \rho U_\infty^2}{\Delta p + f(Re_\sigma) \times 0,5 \rho U_\infty^2}}. \quad (\text{E-3.5})$$

L'évolution de $f(Re_\sigma)$ est obtenue expérimentalement et reportée sur la figure 3.21 extraite de [66]. On remarque que pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé, la valeur de $f(Re_\sigma)$ devient constante et égale à 0,5. C'est au final, cette relation que l'on mettra en œuvre dans la suite du rapport afin de déterminer la solidité des différents tissus et grilles à caractériser.

3.3.3 Résultats

Dans un premier temps, on cherche à évaluer les pertes de charges linéaires intervenant dans la veine à vide, pour cela on prend comme référence pour le calcul du nombre de Reynolds, la largeur de

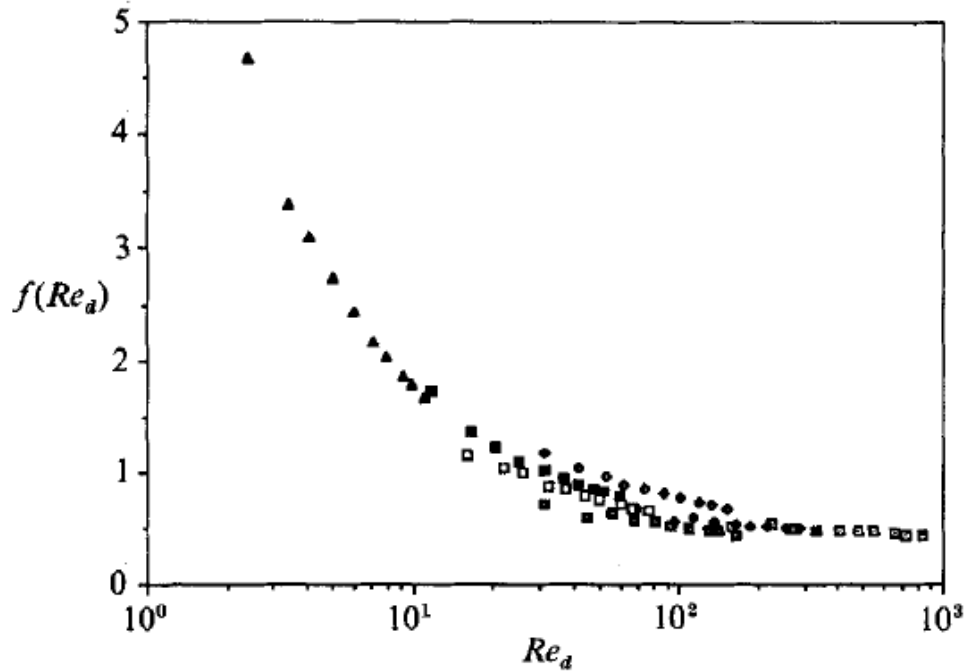


FIGURE 3.21 – Évolution de f vis-à-vis de Re_d , pour les sept écrans étudiés dans [66].

la veine, $l = 0,5$ m. On aura donc :

$$Re_l = \frac{U_\infty \cdot l}{\nu}, \quad (\text{E-3.6})$$

avec $\nu = 1,56,10 - 5 \text{ m}^2/\text{s}$. On obtient une gamme de Re_l comprise entre $8 \cdot 10^4$ et $2,405 \cdot 10^5$. On applique ensuite la formule de Darcy-Weisbach, afin de déterminer la perte de charge linéaire existant entre l'entrée et la sortie de la veine d'essai :

$$\Delta P_{Cl} = \lambda \rho \frac{L_v}{l} \frac{U_\infty^2}{2}, \quad (\text{E-3.7})$$

avec λ , le coefficient de perte de charge linéaire, $\rho = 1,2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $L_v = 2$ m, la longueur de la veine d'essai et $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$. Étant donné les valeurs de Re_l utilisées, on est en régime d'écoulement turbulent rugueux. On peut donc utiliser le diagramme de Moody afin de déterminer la valeur de λ . Les parois de la veine sont en bois avec une rugosité, $\epsilon = 0,06$ cm. En utilisant le diagramme de Moody, on obtient pour toute la gamme de Reynolds étudiée :

$$\lambda_{sup} = 0,045 > \lambda > \lambda_{inf} = 0,039. \quad (\text{E-3.8})$$

On en déduit donc pour chacun des Reynolds considérés, une évaluation de la perte de charge, répertoriée dans le tableau 3.3.

U_∞	Re	ΔP_{Cl} inférieure (Pa)	ΔP_{Cl} supérieure (Pa)
2,5	$8 \cdot 10^4$	0,6	0,68
5	$1,6 \cdot 10^5$	2,34	2,7
7,5	$2,4 \cdot 10^5$	5,3	6,1

Tableau 3.3 – Valeur de la perte de charge linéaire calculée en fonction du Re_l et de λ

Pour la gamme de vitesses qui nous intéresse, les pertes de charges linéaires imposées par la veine sont de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure. La mesure de pression dans la veine à vide, dont les résultats pour $U_\infty = 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ sont reportés sur la figure 3.22, confirme le fait que la différence de pression entre l'entrée et la sortie de la veine est négligeable. La différence de pression mesurée n'excède pas 1 Pa. Si on s'intéresse maintenant aux mesures de solidité pour les tissus reportées sur

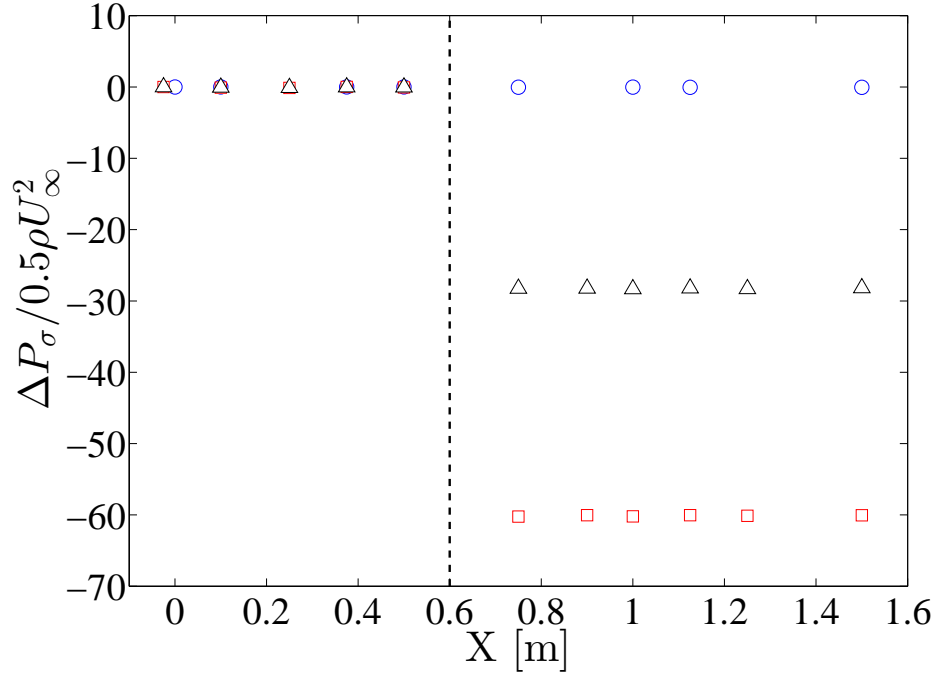


FIGURE 3.22 – Évolution axiale de la différence de pression adimensionnée par la pression dynamique le long de la veine de la soufflerie, pour $U_\infty = 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour différentes configurations. La ligne verticale pointillée représente la position du cadre. \circ Veine à vide avec cadre sans tissu, \square cadre muni de la soie 1, \triangle cadre muni de la soie 2

la figure 3.22. On remarque dans un premier temps que quelque soit la solidité du tissu, la mesure de pression en amont du cadre n'est pas affecté par la présence de l'obstacle. On peut également clairement mettre en évidence l'existence d'une chute de pression entre l'amont et l'aval du cadre. À partir de ces mesures, on peut obtenir une valeur de σ , en fonction du nombre de Reynolds, Re_σ tel que présenté sur la figure 3.23. On constate que la valeur de la solidité estimée évolue peu en fonction du Re_σ puisque les variations du différentiel de pression et de la vitesse sont compensées par l'introduction de $f(Re_\sigma)$. Si on compare les résultats pour une tension de la soie 1 de 10 N et 50 N, on constate que l'écart dans l'estimation de la solidité est inférieur à 2%. On considérera donc que pour notre application, l'influence de la tension du tissu sur la solidité est négligeable. On estime ainsi une valeur moyenne de σ sur l'ensemble de la gamme de Reynolds de l'étude, que l'on reporte dans le tableau 3.4.

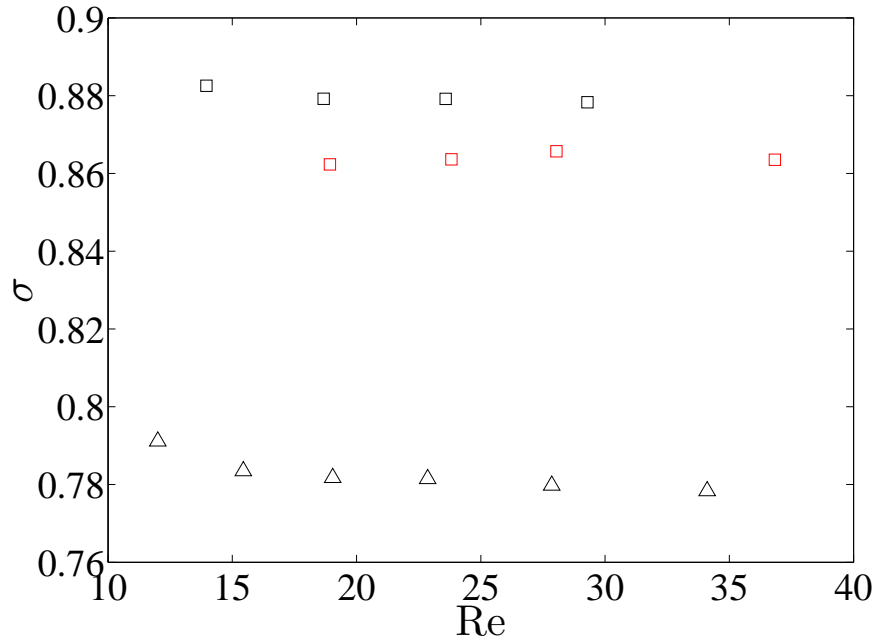


FIGURE 3.23 – Valeur de σ évaluée par mesures des pertes de charges en fonction de Re_σ . \square cadre muni de la soie 1, tissu tendu à 10 N, \square cadre muni de la soie 1, tissu tendu à 50 N, \triangle cadre muni de la soie 2.

Type de matériau	σ moyen sur la plage de Re_σ étudiée [%]	σ par analyse d'image [%]
Soie 1	87	89,5
Soie 2	78	78
Tarlatane	50	36
Grille 1	44	43
Grille 2	61	57

Tableau 3.4 – Tableau récapitulatif des valeurs de solidité moyenne obtenues par mesures des pertes de charges en fonction du type de matériau considéré.

Les valeurs de solidité reportées dans le tableau 3.23 prouvent que les résultats obtenus par analyse d'images et ceux obtenus par mesure des pertes de charges à travers le tissu sont comparables. On constate que dans le cas des grilles, la valeur de σ obtenue par mesure des pertes de charges est légèrement surévaluée. L'utilisation du cadre en bois pourrait induire un blocage supplémentaire important dans le cas des deux grilles. De plus, les résultats obtenus pour la Tarlatane ne concordent pas. Cependant, la méthode basée sur l'analyse d'images pourrait entraîner une sous-estimation de σ pour ce tissu. On prendra donc la valeur de σ obtenue par mesure des pertes de charges comme référence pour la tarlatane. On distingue donc trois tissus avec trois solidités différentes de $88 \pm 1\%$, $78 \pm 1\%$ et 50% (arrondies à 90, 80 et 50%, dans le reste de ce manuscrit).

4 Étude du dispositif de fixation des volets

Pour des raisons pratiques, nous avons choisi de réaliser la fixation du volet au cylindre par de l'adhésif. Ce montage autorise le mouvement de rotation du volet autour de son bord d'attaque et à l'avantage d'être simple à mettre en œuvre et léger. L'adhésif permet donc de réaliser une charnière entre le cylindre et le volet. Néanmoins, la nature de l'adhésif utilisé ainsi que les dimensions et la position de ce dernier affectent la nature de la liaison mécanique entre le volet et le cylindre. Afin de déterminer le dispositif de fixation le mieux adapté, une expérience consistant à mesurer l'amortissement du mouvement des volets sous l'effet de leur propre poids a été réalisée. Un schéma de principe est fourni sur la figure 3.27.

4.1 Moyens expérimentaux

Nous avons pu bénéficier d'une caméra PhantomTM V1210 mise à notre disposition par le laboratoire ICARE. Un objectif AF Micro-NIKORTM 60 mm est monté sur la caméra. Ce dispositif, relié à un ordinateur muni du logiciel Phantom Camera Control, permet d'acquérir des images dont la résolution est de 512×384 pixels² à une fréquence d'acquisition de 300 images/sec. Le temps d'acquisition initial est de 10 secondes. Le cylindre peint en noir est placé à l'horizontal en face de l'objectif de la caméra, de telle sorte que l'on ne voit que la partie supérieure de ce dernier, comme on peut le visualiser sur les photographies fournies sur la figure 3.24. On fixe l'un des volets peint en noir sur le côté de ce dernier. Les deux extrémités de la face du volet sont peintes en blanc. Une mire à damier affleurant à la surface du cylindre permet de réaliser un étalonnage de l'image préalablement. On peut voir le montage sur la figure 3.25. On dispose pour notre expérience de 3 types d'adhésifs différents :

- scotch 2364 3MTM en papier crêpé saturé de latex muni d'une masse adhésive en caoutchouc et de largeur 50 mm réduite à 25 mm pour l'expérience,
- scotch Tesa[®] 4651, qui est un adhésif toilé muni d'un enduit acrylique, composé d'un support tissé et d'une masse adhésive en caoutchouc naturel de largeur 19 mm,
- scotch BlendermTM 3MTM composé d'un film en polyéthylène de largeur 50 mm et d'un adhésif de polyacrylate, utilisé dans l'aéromodélisme.

Deux types de montage sont réalisés. Le premier montage (montage 1) consiste à réaliser la fixation à l'aide de 4 morceaux d'adhésif de 50 mm de long équi-répartis sur le long de l'envergure du volet. Pour le second montage (montage 2), un unique morceau de scotch est placé au bord d'attaque du volet et recouvre ce dernier sur toute sa longueur.

4.2 Traitement des images

Une fois les images acquises, un traitement leur est appliqué par le biais du logiciel MATLAB. La méthode utilisée est illustrée sur la figure 3.26. On commence par éliminer les images superflues de la série (avant que le volet n'ait été lâché ou après qu'il ait atteint sa position d'équilibre). Chaque image est ensuite binarisée par une méthode similaire à celle employée pour l'étude de la solidité (cf. paragraphe 3.2.1). Les deux tâches qui correspondent à chacune des extrémités du volet sont ensuite isolées dans deux images distinctes. La détection du centre de la tâche blanche est réalisée. Pour ce faire, on détermine l'abscisse et l'ordonnée du centre de la tâche correspondant à l'image j (j peut

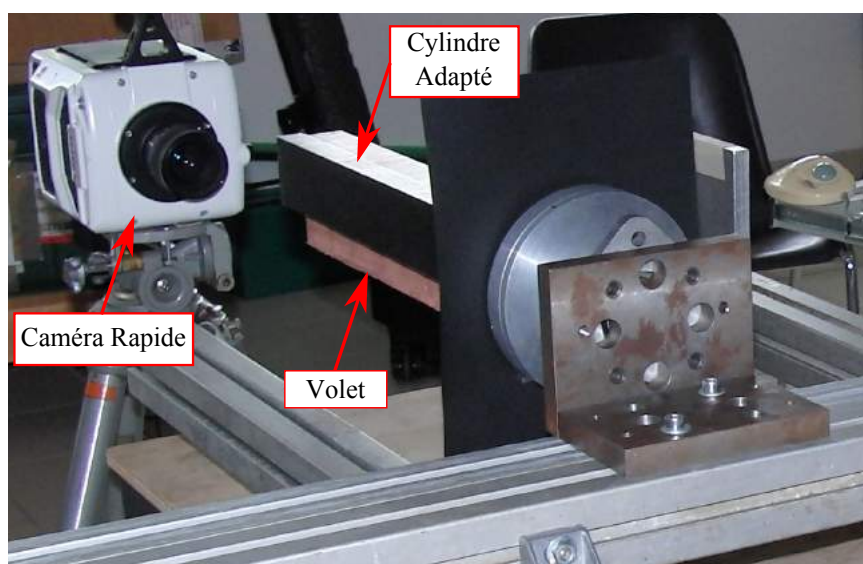
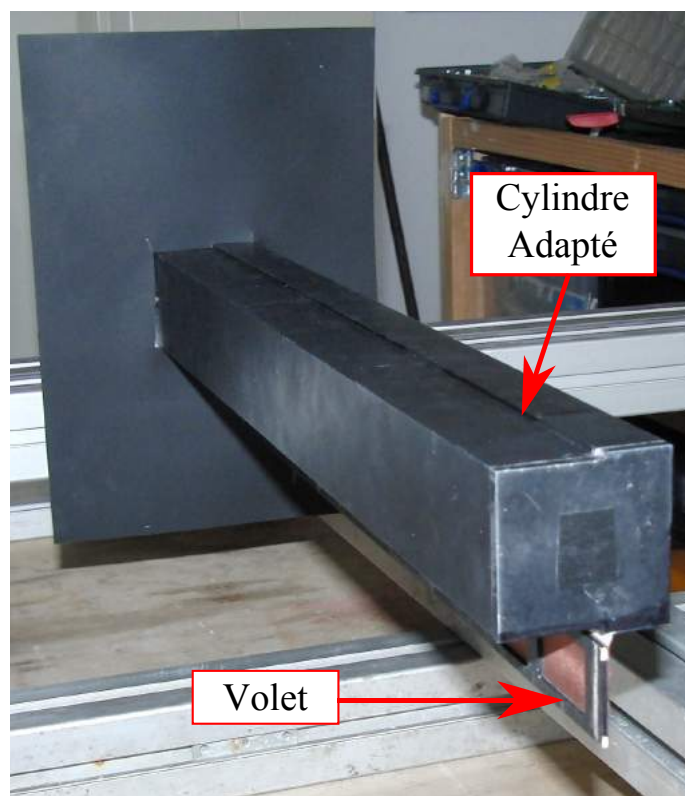


FIGURE 3.24 – Photographies du montage expérimental permettant la mesure de la position du volet.

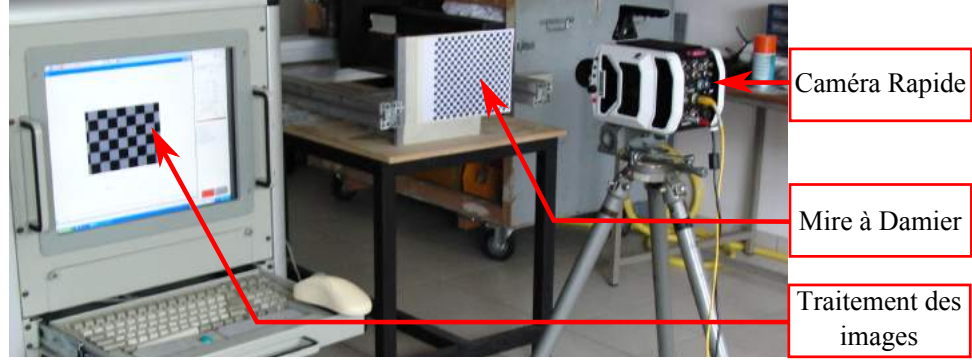


FIGURE 3.25 – Photographie du montage expérimental pour l'étalonnage du système de prise de vue avec une mire à damier.

prendre la valeur 1 ou la valeur 2), X_j^C et Y_j^C respectivement. On effectue le calcul suivant :

$$X_j^C = \frac{\iint X_j^i I_j^i(X_j^i, Y_j^i) dX_j dY_j}{\iint I_j^i(X_j^i, Y_j^i) dX_j dY_j}, \quad (\text{E-3.9})$$

$$Y_j^C = \frac{\iint Y_j^i I_j^i(X_j^i, Y_j^i) dX_j dY_j}{\iint I_j^i(X_j^i, Y_j^i) dX_j dY_j}, \quad (\text{E-3.10})$$

où $I_j^i(X_j^i, Y_j^i)$ désigne l'intensité du pixel i dont les abscisses longitudinales et verticales sont X_j^i et Y_j^i . On peut ensuite déterminer la valeur de l'angle θ (angle entre le volet et la verticale) pour chaque image. Ce procédé permet d'obtenir l'évolution temporelle du mouvement du volet.

4.3 Principe

L'expérience consiste à placer l'assemblage du cylindre muni d'un volet poreux unique ($\sigma = 90\%$) à l'horizontale ($\theta = \pi/2$ rad, le paramétrage de l'étude est indiqué sur la figure 3.27(b)). On lâche ensuite le volet. Ce dernier est fixé au cylindre par son bord d'attaque, mais est libre de tourner autour de l'axe de la fixation. Il adopte donc un mouvement oscillant amorti autour de sa position d'équilibre finale. Le temps caractéristiques d'amortissement est fonction de la nature de la fixation et de l'état de fatigue de cette dernière. Dans cette configuration, le volet n'est soumis qu'à son propre poids, à la résistance de l'air, à la résistance que peut exercer la fixation et à une force de rappel exercée par cette dernière, γ . Le volet peut être approximé par un oscillateur harmonique amorti. En appliquant le principe fondamental de la dynamique sur les moments par rapport à l'axe de rotation du volet (le repère utilisé est rappelé sur le schéma 3.27(b)), il vient la relation :

$$I_\Delta \ddot{\theta} = -mg \frac{l}{2} \sin \theta - \frac{l}{2} C \dot{\theta} - K\theta + \gamma, \quad (\text{E-3.11})$$

où I_Δ désigne le moment d'inertie du volet, m , sa masse et C , un coefficient de frottement. Le moment de flexion dans l'articulation est quant à lui exprimé sous la forme :

$$\mathcal{M}_O = K \times \theta, \quad (\text{E-3.12})$$

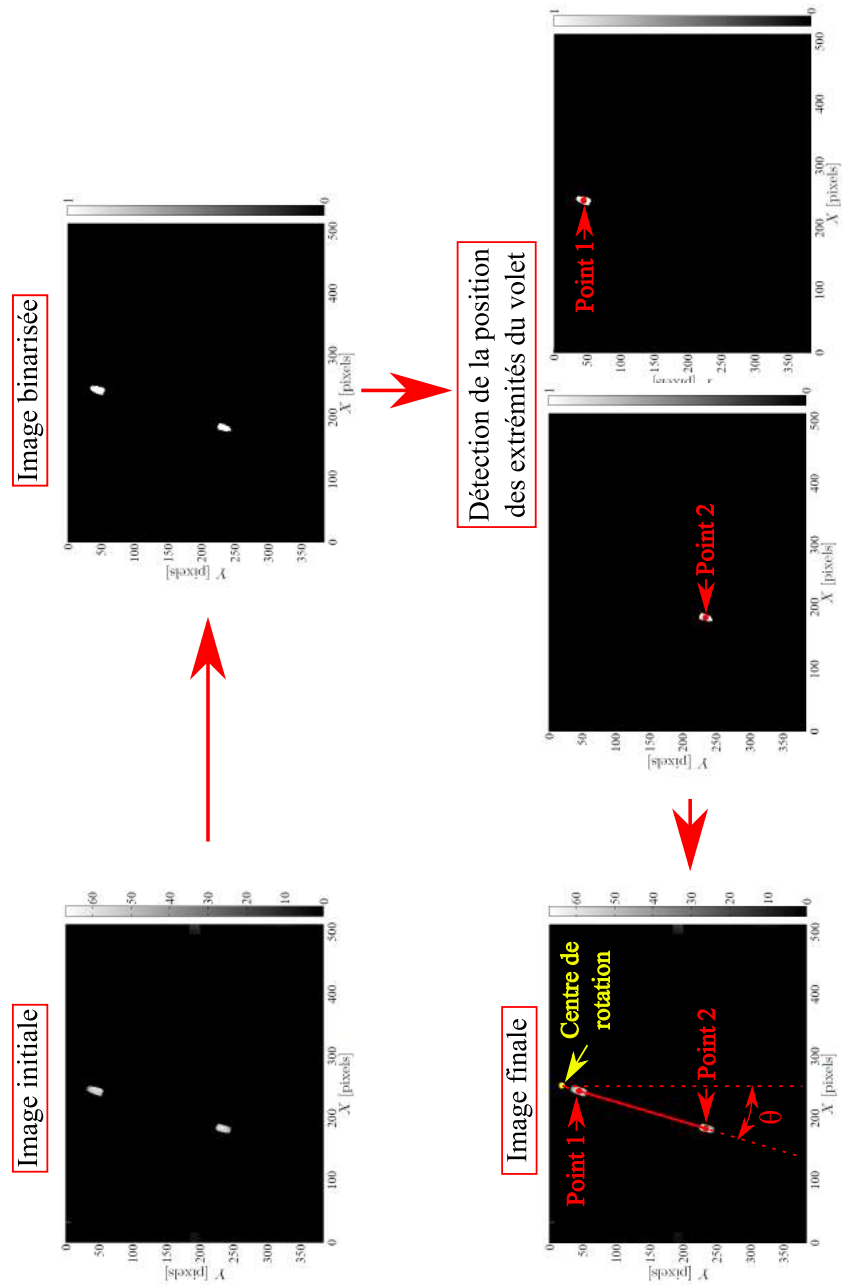


FIGURE 3.26 – Les différentes étapes réalisées lors du traitement d'image.

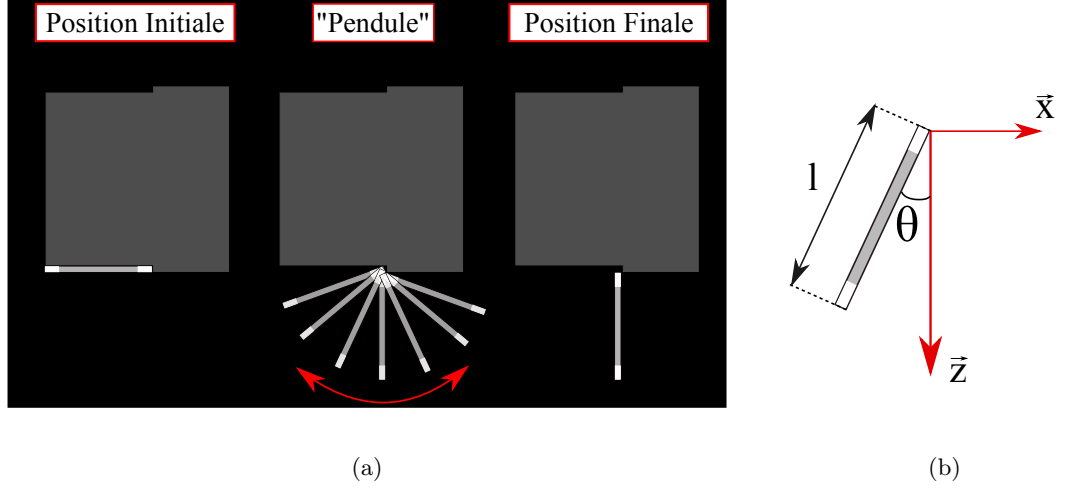


FIGURE 3.27 – (a) Schéma expliquant le principe de la mesure du déplacement du volet en fonction du dispositif de fixation. (b) Paramètres de l'étude et repère associé.

avec K dépendant des propriétés des matériaux de l'adhésif. Il n'est pas possible de déterminer une solution analytique de l'équation E-3.11 directement. On se place donc dans le cas de l'approximation des petits angles ($\theta < 20^\circ$), de telle sorte que l'on peut poser $\sin \theta \sim \theta$. On peut alors exprimer γ sous la forme :

$$\gamma = \left(mg \frac{l}{2} + K \right) \theta_{eq}, \quad (\text{E-3.13})$$

où θ_{eq} désigne la valeur de l'angle θ à l'équilibre, une fois que le volet n'oscille plus.

Au final, on obtient en posant $\Theta = \theta - \theta_{eq}$, $\lambda_\theta = \frac{lC}{4I_\Delta}$ et $\omega_0^2(K) = \left(mg \frac{l}{2I_\Delta} + \frac{K}{I_\Delta} \right)$, une relation de la forme :

$$\ddot{\Theta} + 2\lambda_\theta \dot{\Theta} - \omega_0^2 \Theta = 0, \quad (\text{E-3.14})$$

qui correspond à l'équation caractéristique d'un oscillateur harmonique amorti. Dans notre cas, où le mouvement est faiblement amorti, on est en régime pseudo-périodique, la solution générale de l'équation peut s'exprimer sous la forme :

$$\Theta(t) = A \exp^{-\lambda_\theta t} \cos(\omega t + \phi). \quad (\text{E-3.15})$$

On pourra donc déterminer le temps de relaxation du système, τ défini comme l'inverse du coefficient d'amortissement, en réalisant un ajustement exponentiel de l'enveloppe supérieure de la courbe, comme sur la figure 3.28. La pseudo-période du système s'exprime quant à elle sous la forme :

$$T_n = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}}. \quad (\text{E-3.16})$$

Elle est évaluée à partir du temps entre le premier et le dernier maximum repéré sur la courbe. A partir de cette dernière, on peut donc estimer la valeur de ω_0 . Connaissant, ω_0 et τ , on pourra donc calculer le facteur de qualité Q de cet oscillateur harmonique amorti, défini comme $Q = \tau \omega_0$. Dans le cas d'un faible amortissement (comme c'est le cas pour notre système), on peut considérer que le facteur Q est similaire au rapport entre l'énergie totale du système à un instant t et l'énergie dissipée par le système

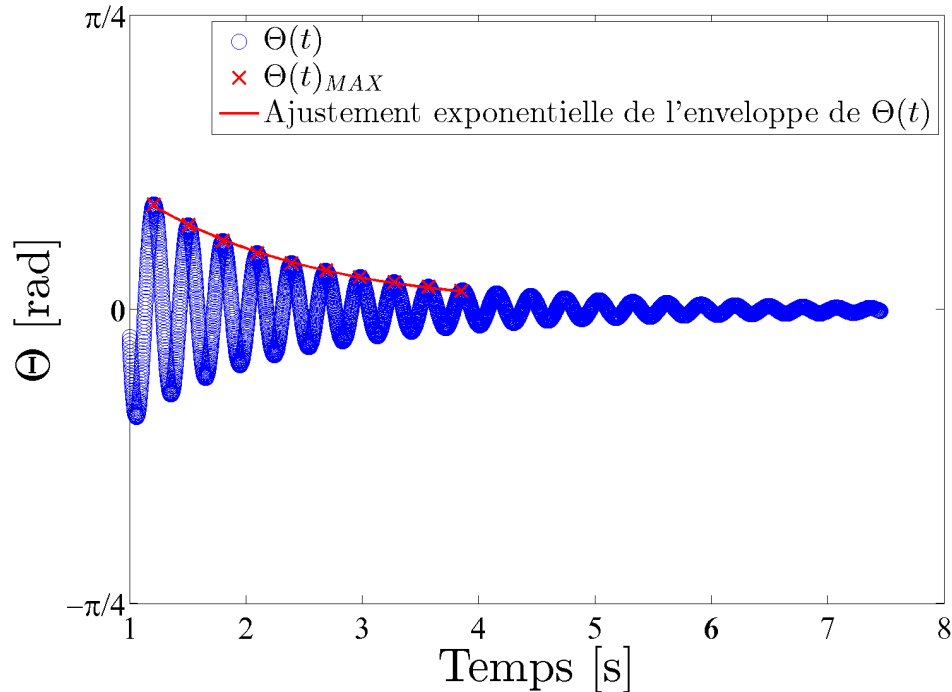


FIGURE 3.28 – Évolution de θ en fonction du temps pour la fixation composée de 4 morceaux d’adhésif BlendermTM équirépartis sur la longueur du volet.

au cours d’une pseudo-période). On cherche, pour notre part, à obtenir le temps de relaxation le plus grand possible et le facteur de qualité le plus grand possible. Pour chacune des expériences, on utilise le même volet, de telle sorte que les variations des valeurs de Q , τ et θ_{eq} ne dépendent que de la nature de la fixation et de son état de fatigue.

4.4 Résultats

Les essais réalisés pour une fixation réalisée avec l’adhésif Tesa[®], le mouvement du volet est significativement amorti. La rigidité de la fixation est en cause. Étant donné que l’on cherche à exercer le moins de contraintes sur le mouvement du volet, on exclut donc l’utilisation de ce type d’adhésif, on privilégie l’utilisation d’un scotch moins rigide. L’ensemble des configurations testées avec les adhésifs

Type de Montage	Type d’adhésif	
	2364 3M TM	Blenderm TM 3M TM
Montage 1 : 4 morceaux d’adhésif équirépartis	A, B, C, D	K, L, M
Montage 2 : 1 morceau d’adhésif de la longueur du volet	E, F, G, H	I, J

Tableau 3.5 – Différents montages réalisés et notations associées.

2364 et BlendermTM 3MTM sont répertoriées dans le tableau 3.5. En tout, quatre configurations différentes sont étudiées. Un montage unique est réalisé pour chaque configuration et les essais sont réalisés successivement. Par exemple, les essais A, B, C et D, ont été réalisés à la suite les uns des autres afin de mettre en évidence l'effet de la fatigue caractérisée par une baisse significative du temps de relaxation, τ , qui s'accompagne également d'une baisse de la valeur du facteur de qualité Q et d'une diminution de la valeur de θ_{eq} . On s'intéresse, dans un premier temps, aux figures 3.29 et 3.30(a) sur lesquelles sont reportés les résultats obtenus pour chacun des essais. En premier lieu, il apparaît clairement que l'évolution de Q est exactement similaire à celle de τ . Ce résultat signifie que la fréquence propre ω_0 du système est constante pour tous les essais. D'autre part, on peut mettre en avant le fait que pour les essais A, B, C et D ainsi que pour les essais I et J, la fatigue imposée à la fixation a un effet manifeste et négatif puisque les valeurs de τ et Q diminuent au fur et à mesure des essais. Pour ces deux configurations, la répétabilité de l'expérience n'est pas assurée. Pour les essais E, F, G et H ainsi que K, L et M, on observe moins de dispersion dans les valeurs de τ et de Q . On remarque néanmoins que les valeurs des coefficients sont maximales dans le cas où le BlendermTM est utilisé.

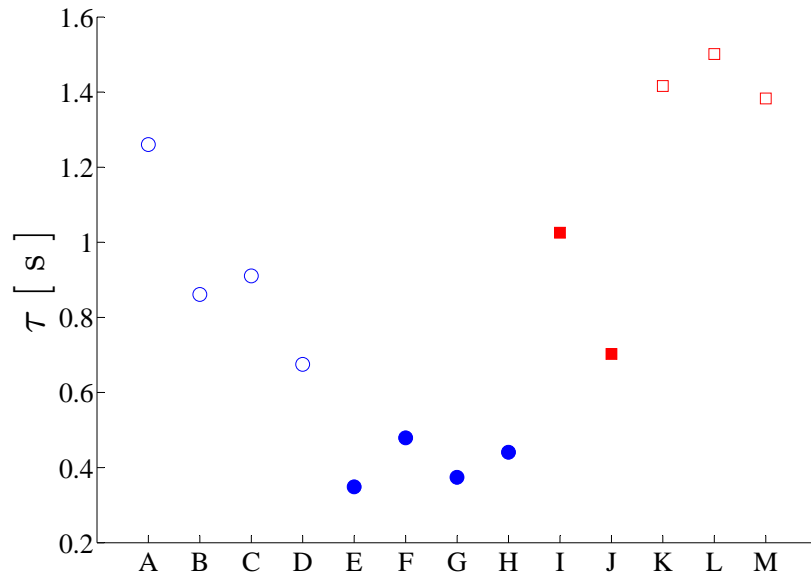
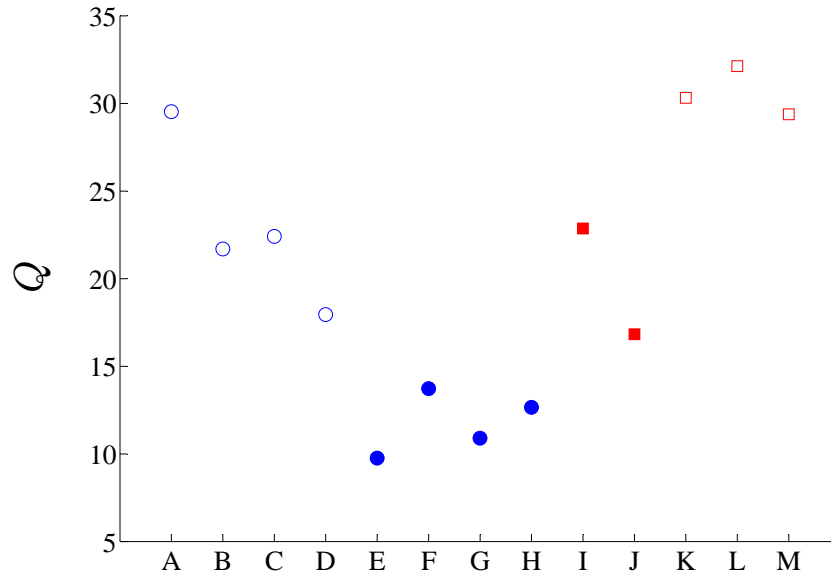
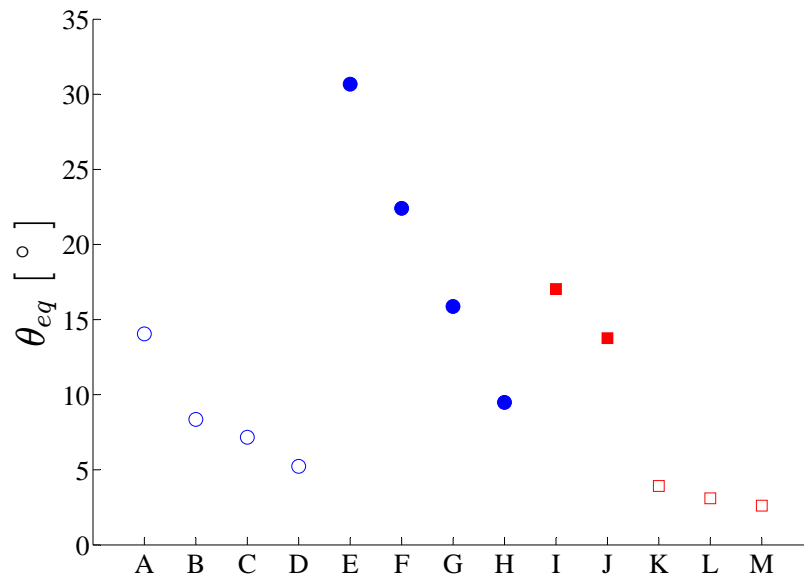


FIGURE 3.29 – Valeur du temps de relaxation τ du système pour chacun des essais réalisés. On distingue, les résultats obtenus pour le montage 1 (○ adhésif 2364 3MTM, □ adhésif BlendermTM), de ceux obtenus pour le montage 2 (● adhésif 2364 3MTM, ■ adhésif BlendermTM).

Ces résultats sont confirmés par l'analyse des différentes valeurs de θ_{eq} (position angulaire du volet à l'équilibre) obtenues et qui sont reportées dans la figure 3.30(b). On montre que la position d'équilibre est fortement dépendante de l'état de fatigue de la fixation. Cette relation se fait au travers des contraintes rémanentes qui augmentent progressivement la force de rappel induite par la fixation. Ce phénomène pourrait être cohérent avec une déformation plastique du matériau dont est constituée la fixation, en réponse aux sollicitations mécaniques répétées dont il fait l'objet. C'est pour le montage



(a)



(b)

FIGURE 3.30 – Valeur (a) du facteur de qualité Q du système et (b) de θ_{eq} mesurée en fin d'essai pour chacun des tests réalisés. On distingue les résultats obtenus pour le montage 1 (\circ adhésif 2364 3MTM, \square adhésif BlendermTM), de ceux obtenus pour le montage 2 (\bullet adhésif 2364 3MTM, \blacksquare adhésif BlendermTM).

2 que l'on obtient les plus grandes variations de θ_{eq} . On constate également que c'est pour le montage avec quatre morceaux d'adhésif BlendermTM équi-répartis sur la longueur du volet, que l'on obtient les valeurs de θ_{eq} les plus faibles et la meilleure répétabilité. Au final, on utilisera donc ce montage pour les expériences avec le volet mobile puisque c'est celui pour lequel la fixation semble le moins influencer sur le mouvement du volet.

5 Influence des différents paramètres sur les résultats

On propose, dans cette partie, un bilan de l'efficacité moyenne du système de contrôle en fonction des différents paramètres de l'étude. Le but étant d'identifier les configurations sur lesquelles nous porterons une attention particulière dans la suite du manuscrit. Pour ce faire, on présentera les résultats de mesure d'efforts globaux appliqués sur le cylindre, complétés par des mesures de pression statique autour de ce dernier ainsi que des mesures PIV prises sur le côté du cylindre. Nous nous intéresserons, en particulier, à la réduction de traînée au travers du coefficient $C_{Du} - C_{Dc}$ et C_{Du} où les indices c et u correspondent respectivement au cas contrôlé et non contrôlé. D'après cette définition, un résultat positif correspond à une amélioration des performances aérodynamiques, tandis qu'un rapport négatif est relatif à une dégradation des performances aérodynamiques. Dans la première partie de cette section, les résultats sont obtenus pour un couple de volets dont la position angulaire est fixée. Dans ce cas, il s'agit d'un contrôle de l'écoulement que l'on qualifiera de passif. Par opposition, les configurations pour lesquelles les actionneurs sont libres de pivoter autour de leur bord d'attaque, donneront lieu à un contrôle auto-adaptatif. Les résultats pour ce type de contrôle seront présentés dans la seconde partie de cette section.

5.1 Influence de la solidité des tissus et de la position angulaire du volet pour un contrôle passif de l'écoulement

Quelque soit la configuration, la valeur de la réduction de traînée varie peu en fonction du nombre de Reynolds, comme le confirme la figure 3.31 et les figures proposées dans l'annexe C. L'évolution de la réduction de traînée moyenne est tracée en fonction de θ (angle entre le volet et la paroi du cylindre) sur la figure 3.32 pour $Re = 4.10^4$. La tendance de la figure 3.32 est représentative de ce qui se passe sur toute la gamme de Reynolds adoptée pour l'étude. Les résultats de la figure 3.32 mettent en évidence une grande dépendance de la réduction de traînée mesurée en fonction de θ et σ . On montre ainsi que pour l'ensemble des configurations de l'étude, on obtient un maximum de réduction de traînée pour un angle θ égal à 20° et pour une solidité du matériau qui recouvre le volet supérieure à 50%. En effet, pour les volets munis de Tarlatane, le tissu le plus poreux de l'étude, on voit peu d'influence de l'angle sur la mesure de réduction de traînée. Dans ce cas, le blocage induit par le volet n'est pas suffisamment important pour créer un différentiel de pression significatif entre l'amont et l'aval du volet. Cela conduit à une réduction de traînée moins importante que pour un matériau moins poreux. Dès lors, on se concentre uniquement sur les résultats pour $\sigma = 80, 90$ et 100% . D'autre part, dans un premier temps, on ne s'intéresse qu'aux résultats pour lesquels on mesure une réduction de traînée, c'est-à-dire pour $\theta \leq 30^\circ$. Dans ce cas, à $Re = 4.10^4$, on observe une réduction de traînée comprise entre 3% ($\theta = 0^\circ, \sigma = 70\%$) et 36% ($\theta = 20^\circ, \sigma = 100\%$). La solidité du matériau utilisé dans la construction du volet a un effet significatif sur les valeurs obtenues. En effet, on constate que plus la solidité est importante, plus la valeur de réduction de traînée est grande. Du fait de sa position sur

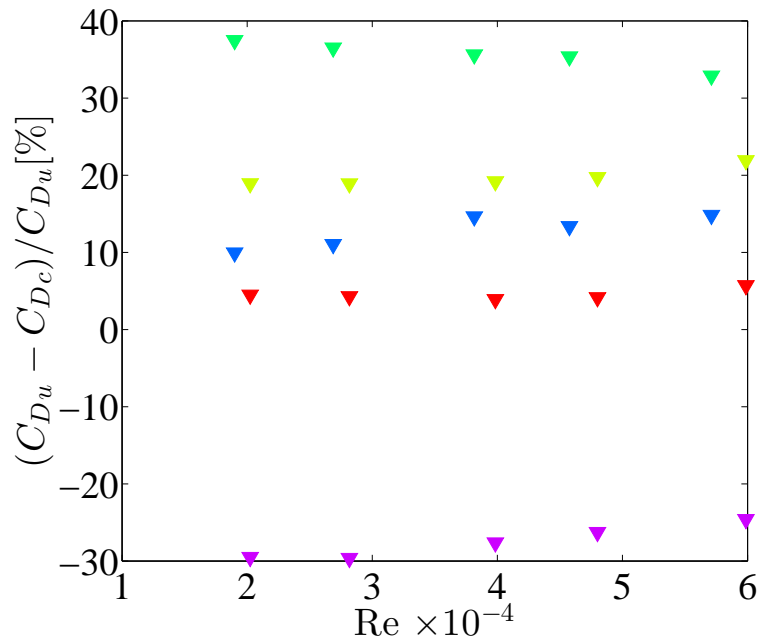


FIGURE 3.31 – Mesure de la réduction de traînée en fonction de pour $\sigma = 100\%$, \blacktriangledown $\theta = 00^\circ$, \blacktriangledown $\theta = 15^\circ$, \blacktriangledown $\theta = 20^\circ$, \blacktriangledown $\theta = 30^\circ$ et \blacktriangledown $\theta = 45^\circ$.

le côté du cylindre, le volet est en interaction directe avec la zone de recirculation qui se développe initialement à cet endroit. La zone vorticitaire est repoussée vers l'avant mais n'est pas annihilée (comme on peut le voir sur la figure 3.35). Ceci a pour effet de générer une dépression au niveau de l'extrados du volet et en amont de ce dernier. D'autre part, une zone de dépression moins élevée existe au niveau de l'intrados et en aval du volet. La valeur du différentiel de pression entre l'extrados et l'intrados du volet est directement proportionnelle à la solidité du matériau qui le constitue. Ainsi, moins le matériau sera poreux, plus la surpression sera grande (augmentation de la surface bloquée) et donc, plus le différentiel de pression entre extrados et intrados et la réduction de traînée seront importants.

Les résultats de la figure 3.33 confirment cette analyse. En effet, sur cette figure sont représentées les distributions de pression autour du modèle dans le cas non contrôlé et pour deux configurations de contrôle passif ($\sigma = 90\%$ et 100% et $\theta = 20^\circ$) à $Re = 4.10^4$. On a montré dans le chapitre précédent que pour la géométrie choisie et dans le cas non contrôlé, la traînée de pression est prépondérante. La valeur du coefficient de traînée calculé à partir des mesures de pression dépend de la distribution de pression sur les faces avant et arrière du cylindre. Or, la présence du volet affecte peu la distribution de pression sur la face avant du modèle. On peut donc en déduire que les modifications de traînée sont majoritairement reliées aux modifications dans la distribution de pression observées sur la face arrière du modèle.

Si l'on constate bien l'existence de deux plateaux de pression, comme pour le cas non contrôlé, la valeur de ces derniers sont plus importantes. Cela est consistant avec l'existence d'une réduction de traînée mesurée par la balance. D'autre part, la position du saut de pression entre le premier et

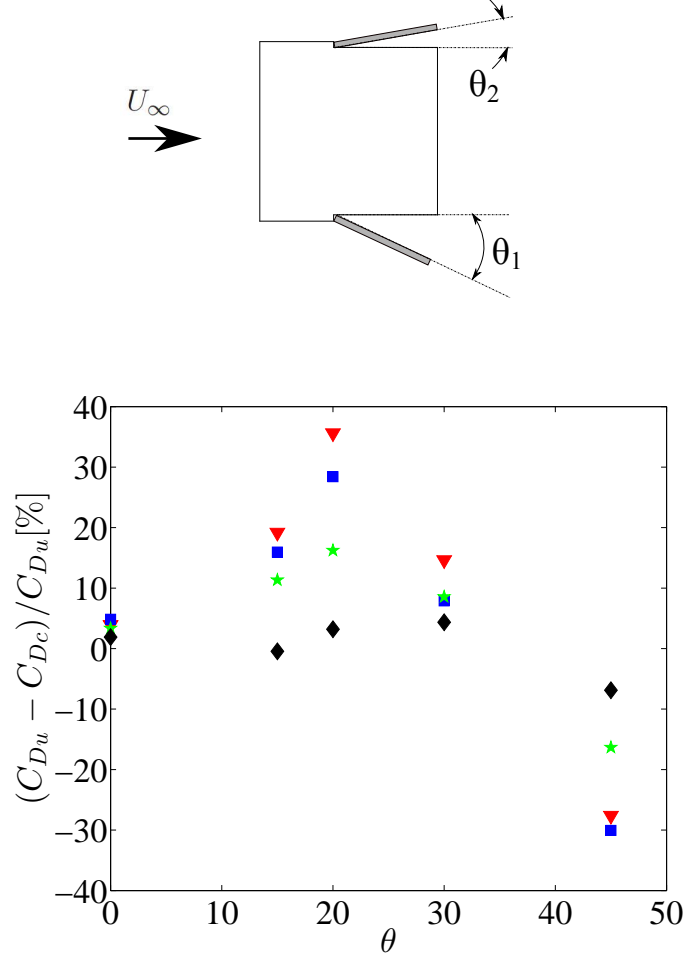


FIGURE 3.32 – Mesure de la réduction de traînée en fonction de θ pour $Re = 4.10^4$, \blacktriangledown $\sigma = 100\%$, \blacksquare $\sigma = 90\%$, \star $\sigma = 80\%$ et \blacklozenge $\sigma = 36\%$.

le second plateau de pression a été déplacé au niveau du bord d'attaque du volet. Si on s'intéresse maintenant à l'effet de la solidité sur les résultats obtenus dans les cas contrôlés, on remarque que quelque soit le matériau utilisé, la valeur du plateau de pression en amont du volet reste stable, ce qui n'est pas le cas pour le plateau en aval de la position du volet. Ces résultats confirment le fait que plus la solidité du matériau est importante, plus la valeur du second plateau de pression et donc du différentiel de pression entre l'amont et l'aval du volet, est élevée. Ce qui conduit à une réduction significative de la traînée de pression.

Les modifications de pression observées peuvent être reliées au fait que par son positionnement, le volet interagit avec la zone de cisaillement qui se développe sur les côtés du cylindre et avec la recirculation qui se situe sur le côté du cylindre. Sur le graphique 3.34, on a tracé la position moyenne du centre de la zone cisailée Y_{sh} qui se développe sur le côté du cylindre (l'origine de l'axe transverse est déplacée pour que $(Y - Y_{Wall})/H = 0$ corresponde à la paroi du cylindre), pour $Re = 4.10^4$. Pour indication, les différentes positions des volets passifs sont également reportées sur cette figure.

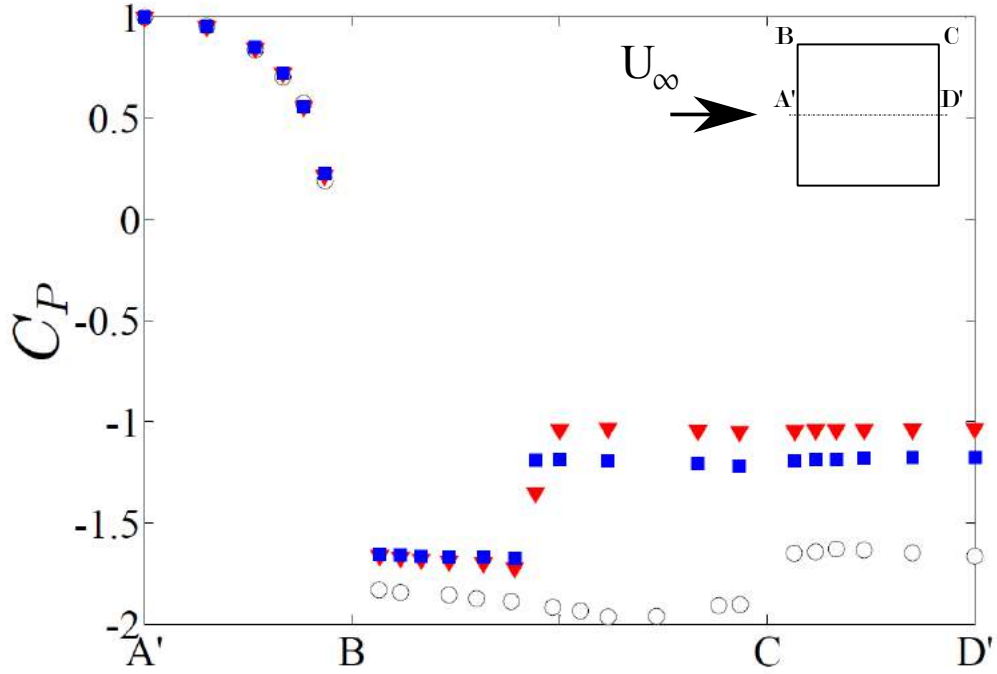


FIGURE 3.33 – Distribution de pression adimensionnée par la vitesse en entrée de veine, C_P , sur le demi-cylindre, muni de volets fixes pour $Re = 4.10^4$, $\theta = 20^\circ$, $\blacktriangledown \sigma = 100\%$ et $\blacksquare \sigma = 90\%$.

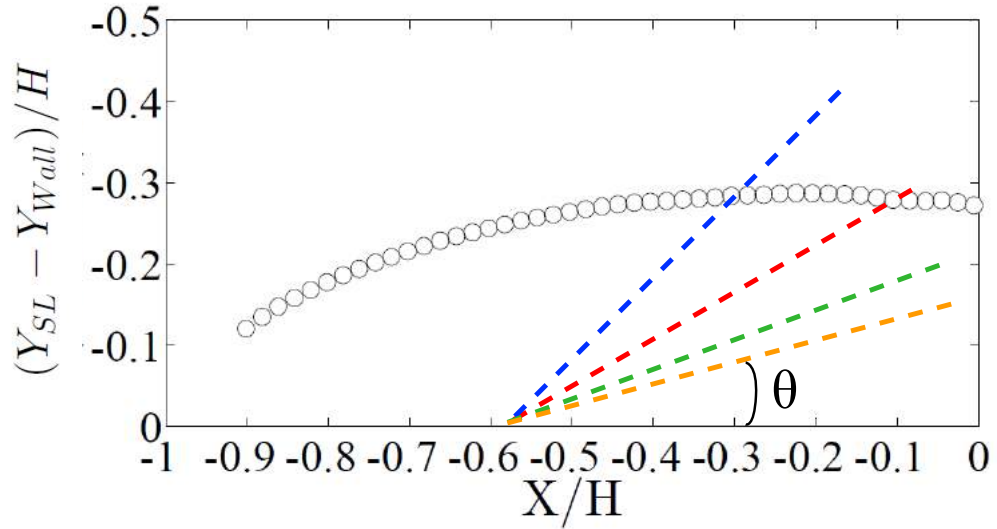


FIGURE 3.34 – Position moyenne du centre de la zone de cisailment dans le cas non contrôlé à $Re = 4.10^4$. Les traits pointillés représentent la position du volet pour $\theta = 15^\circ$, $\theta = 20^\circ$, $\theta = 30^\circ$ et $\theta = 45^\circ$.

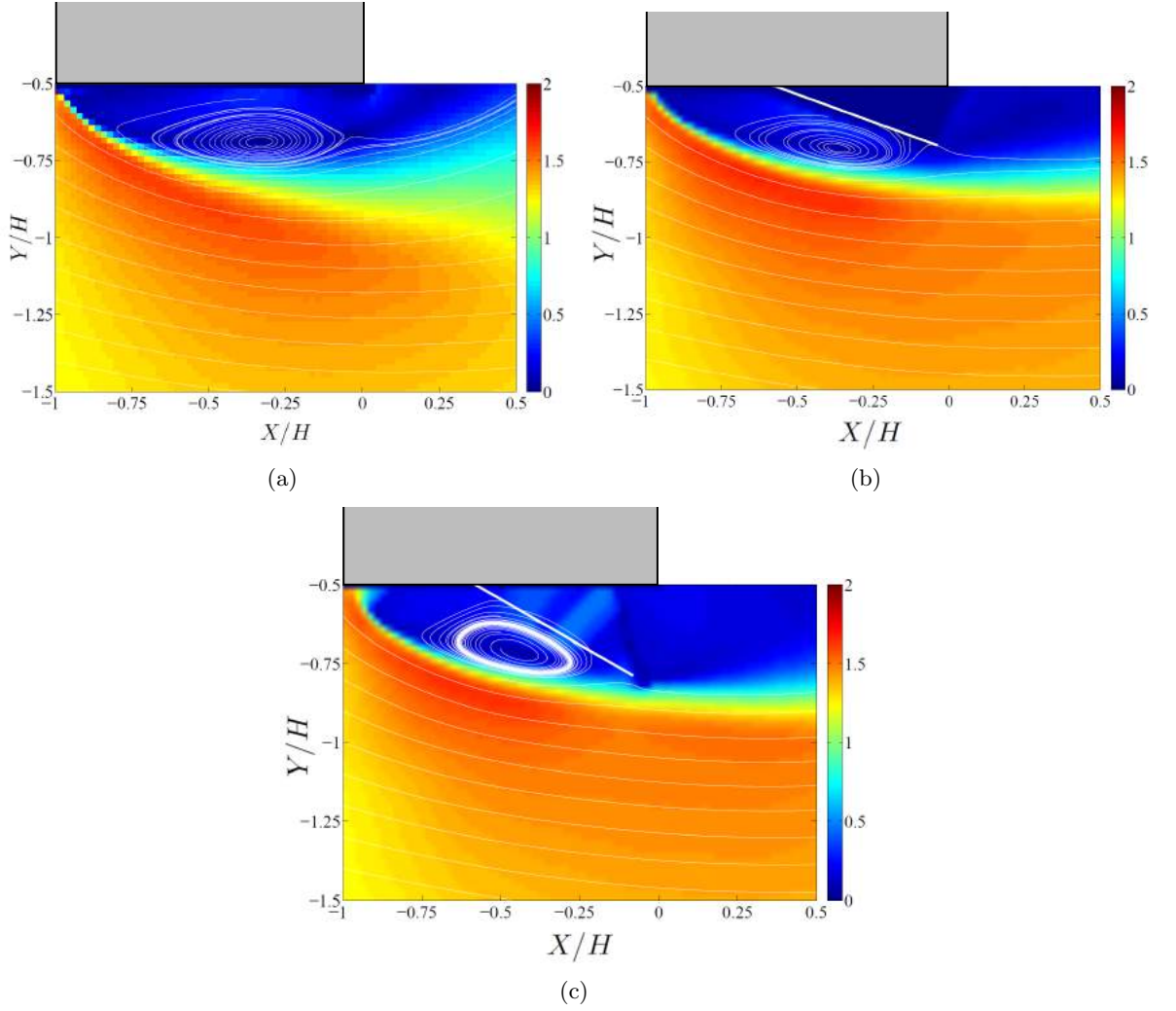


FIGURE 3.35 – Champs de vitesse adimensionnée par la vitesse en entrée de veine (U_∞) sur le côté du cylindre avec lignes de courant pour $Re = 4.10^4$. (a) Cylindre non contrôlé et avec volets non poreux ($\sigma = 100\%$) (b) $\theta = 20^\circ$ et (c) $\theta = 30^\circ$.

La position du centre de la zone cisaillée a été estimée de manière analogue à la méthode utilisée par Lyn et Rodi [89]. Y_{SL} est défini comme le point auquel dU/dy atteint son maximum. On compare la position moyenne du centre de la couche cisaillée dans la configuration non contrôlée avec la position du volet, le champ de vitesse sur le côté du cylindre de la figure 3.35 et la réduction de traînée associée tracée sur la figure 3.32. Le contrôle passif a un effet maximal lorsque le volet est compris dans la zone inférieure au centre de la couche de cisaillement moyenne et pour $\theta = 20^\circ$. La réduction de traînée maximale obtenue est de 36% (volet non-perméable). Sakamoto et al. [132] obtiennent avec un cylindre de contrôle une réduction de traînée maximale de 30% pour une action au dessus de la position de la couche de cisaillement moyenne. Cette position correspond au niveau où la vitesse sur le côté du cylindre atteint son maximum. Dans notre cas, lorsque le bord de fuite du volet est positionné approximativement à cette position (ce qui correspond au cas $\theta = 45^\circ$ pour notre étude), on obtient, au contraire, une augmentation de la traînée. De plus, on obtient une zone de dépression moins élevée en amont du volet. En aval de ce dernier, la valeur de la pression est inférieure à celle obtenue dans le cas non contrôlé (voir fig. 3.36). Ce résultat traduit le fait que la largeur de la zone de recirculation est augmentée artificiellement par la présence du volet. Le blocage géométrique induit par le modèle muni des volets est donc plus important que celui du cylindre seul. L'ensemble de ces phénomènes engendre une augmentation de la traînée comprise entre 10% et 30% et dont la valeur est proportionnelle à celle de la solidité, σ . Ces différences entre les deux études tiennent au fait que les deux dispositifs de contrôle de par leur conception ont une action sur l'écoulement qui n'est pas identique. Dans le cas de Sakamoto et al. [132] le blocage généré par le cylindre de contrôle est négligeable, ce qui n'est pas le cas pour les volets dès lors que leur bord de fuite dépasse la position de la couche de cisaillement moyenne.

En traçant les lignes de courant sur les champs de vitesse longitudinale moyenne sur le côté du cylindre, on localise la position de la zone vorticitaire qui se développe sur le côté. On montre ainsi que pour $\theta = 20^\circ$ et 30° , si la position verticale du centre vorticitaire reste inchangée, la présence du volet repousse ce dernier vers l'avant. Ainsi plus l'angle est important, plus le déplacement du centre vorticitaire l'est également et moins la dépression en amont du volet est importante (voir figures 3.33 et 3.36). On remarque également que de toutes les positions testées, la position pour laquelle on a le plus grand différentiel de pression entre l'amont et l'aval du volet et donc la plus importante réduction de traînée moyenne est celle pour laquelle $\theta = 20^\circ$.

Enfin, on observe que pour $\theta = 0^\circ$, quelque soit la valeur de σ , une faible réduction de traînée comprise entre 2% pour $\sigma = 50\%$ et 5% pour $\sigma = 90\%$ est obtenue. Cette diminution s'explique par le fait que malgré toutes les précautions mises en œuvre, la présence du volet affecte la géométrie du modèle. Cependant, la réduction de traînée mesurée pour $\theta = 0^\circ$ est faible devant la réduction de traînée maximale obtenue, dans les meilleurs configurations.

5.2 Efficacité des volets mobiles

On s'intéresse maintenant aux configurations de contrôle auto-adaptatif. On observe sur la figure 3.37 que pour $Re > 2.10^4$, la réduction de traînée moyenne obtenue pour une configuration auto-adaptative fluctue entre 17% et 19%, quelle que soit la solidité du tissu qui recouvre le volet. Cette valeur de réduction de traînée est encadrée par celle obtenue pour les configurations à angle fixe, $\theta = 20^\circ$ et $\theta = 30^\circ$. La valeur de θ pour la configuration auto-adaptative est obtenue par traitement d'images avec un dispositif et une méthode de traitement analogues à celles mises en œuvre pour

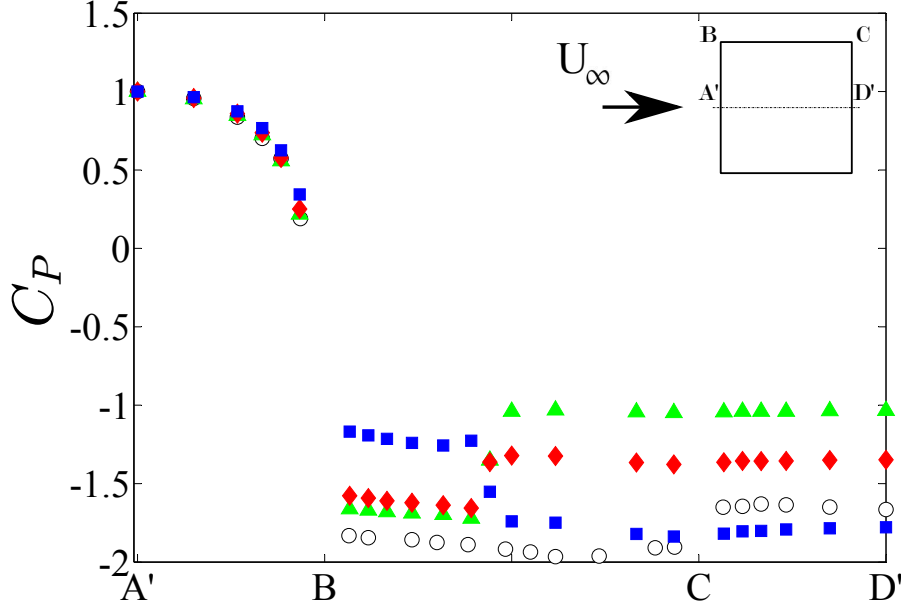


FIGURE 3.36 – Distribution de pression, C_P , sur le demi-cylindre, muni de volets non poreux pour $Re = 4.10^4$ ($\sigma = 100\%$) en fonction de θ , \blacktriangle $\theta = 20^\circ$, \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ et \blacksquare $\theta = 45^\circ$.

l'étude du dispositif de fixation. La position moyenne du volet $\bar{\theta}$ est représentée sur la figure 3.38. On observe que $\bar{\theta}$ est compris entre $21,7^\circ$ et $28,4^\circ$. Ce résultat est cohérent avec la réduction de traînée mesurée. Étant donné les valeurs de $\bar{\theta}$ obtenues, on peut supposer que le bord de fuite du volet tend à coïncider avec la position du centre de la zone de cisaillement. La valeur de l'angle moyen pour les volets poreux est inférieure à celle obtenue pour les volets non poreux (sauf pour θ_1 défini sur la figure 3.38 à $Re = 6.10^4$, où les valeurs sont équivalentes). Cette différence peut s'expliquer par un changement dans l'équation du moment qui pilote la valeur de $\bar{\theta}$. Cette dernière dépend de plusieurs grandeurs physiques dont σ . Si on relie ces observations à celles développées pour les configurations avec volets fixes, on peut donc poser l'hypothèse que la valeur de la traînée moyenne est principalement commandée par la position moyenne du volet. Ce résultat est en accord avec les observations de Schatz et al. [133] qui montrent numériquement une amélioration des performances aérodynamiques sur un profil de type HQ17 plus importante pour une configuration optimisée avec angle fixe (différente de la position d'équilibre du volet), que pour celle avec des volets mobiles articulés. D'autre part, on remarquera qu'il existe, sur la figure 3.38, une différence entre la valeur de $\bar{\theta}_i$ pour le volet gauche (θ_1) et le volet droit (θ_2) quelque soit la configuration. Cette dernière est due à la fixation du volet qui, en dépit de toutes les précautions mises en œuvre, peut induire une contrainte résiduelle sur le battement du volet et donc agir sur sa position angulaire moyenne. Cependant, cette différence ne remet pas en cause les tendances observées. L'observation concernant la réduction de traînée est confirmée par l'analyse de la distribution de pression moyenne autour du demi-cylindre tracée sur la figure 3.39. La distribution de pression est comparable à celle obtenue pour un contrôle passif. Par rapport au cas non contrôlé, la distribution de pression sur la face avant reste inchangée alors que le saut de pression existant entre le côté et l'arrière du cylindre non contrôlé est déplacé vers l'avant au niveau de la

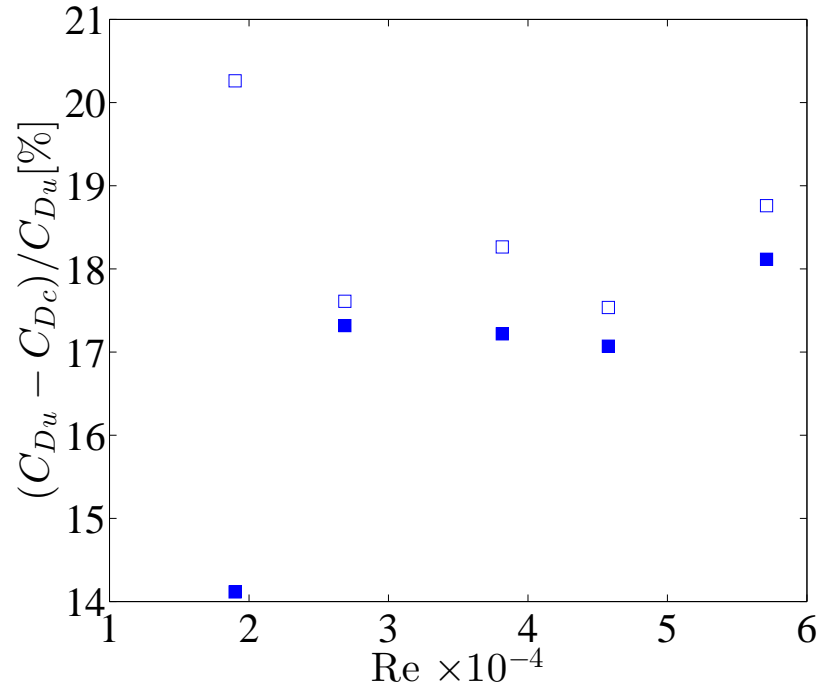


FIGURE 3.37 – Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re , $\square \sigma = 90\%$ et $\blacksquare \sigma = 100\%$.

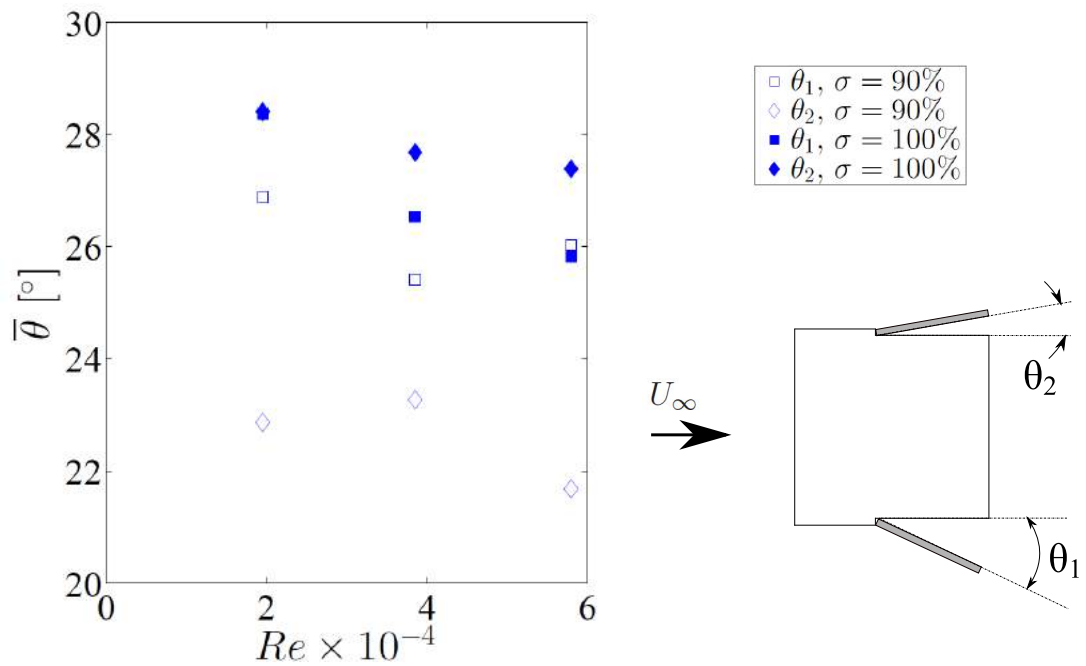


FIGURE 3.38 – Valeur de l'angle moyen entre le volet et le cylindre en fonction de Re , pour deux valeurs de σ .

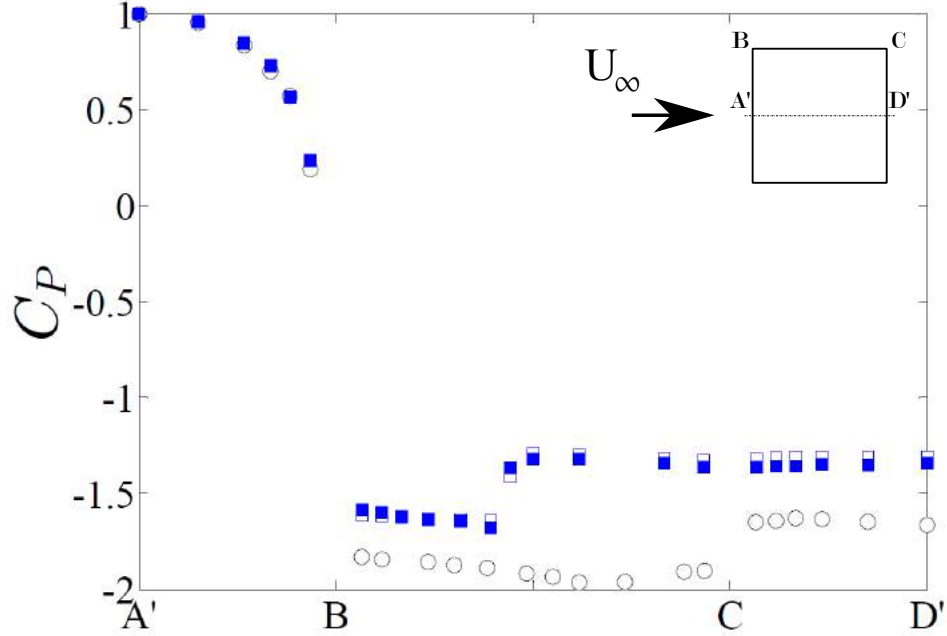


FIGURE 3.39 – Distribution de pression adimensionnée par la vitesse d'entrée de veine sur le demi-cylindre muni de volets mobiles pour $Re = 4.10^4$, $\square \sigma = 90\%$ et $\blacksquare \sigma = 100\%$.

fixation du volet sur le cylindre, comme dans le cas du contrôle passif. Le plateau de pression situé en aval du volet a une valeur de pression plus importante que celle dans le cas non contrôlé, ce qui est cohérent avec l'existence de la réduction de traînée. De plus, la valeur de la dépression en aval du volet poreux est un peu moins importante que pour les volets non poreux. Ce résultat est en accord avec le fait que l'on obtient une réduction de traînée un peu plus importante avec la configuration poreuse.

6 Synthèse

Ce chapitre nous a permis d'aborder la notion de biomimétisme et d'introduire le contexte particulier dans lequel se place le dispositif bio-inspiré développé dans le cadre de notre étude. Le dispositif et son principe de fonctionnement ont ensuite été décrits en détail. Le dispositif se compose d'une paire de volets placés sur chacun des côtés du cylindre à section carrée adapté. Deux des paramètres clefs dans la réalisation des volets sont la solidité du matériau qui lui sert d'habillage et la fixation entre la maquette et le dispositif de contrôle. Ces deux paramètres ont été caractérisés par le biais de différents essais expérimentaux.

les résultats de traînée moyenne et de distribution de pression ont permis de mettre en évidence l'influence de la position moyenne du volet et de la solidité du matériau qui le constitue. Pour cela, on a étudié deux configurations de contrôle. Pour la première, les volets sont figés à une position angulaire donnée (contrôle passif) et pour la seconde, ils sont libres en rotation autour de leur bord d'attaque (contrôle auto-adaptatif). Lorsque le contrôle est passif, une configuration optimisée ($\theta = 20^\circ$

et $\sigma = 100\%$) permet d'obtenir une réduction de traînée maximale de 36% à $Re = 4.10^4$. Pour le contrôle auto-adaptatif, l'efficacité est moins importante, la réduction de traînée fluctue entre 17% et 19% pour la gamme de Re de l'étude quel que soit σ . Cependant, cette configuration est robuste (i.e. capable de s'adapter aux changements qui s'opèrent dans l'écoulement) ce qui n'est pas le cas pour la configuration passive. Au final, on déduit de l'ensemble des résultats que la réduction de traînée moyenne mesurée est principalement pilotée par la position du volet.

Dans la suite du manuscrit, on retiendra la configuration passive où l'action moyenne du volet est la plus efficace, c'est-à-dire pour $\theta = 20^\circ$. En complément, on s'intéressera également aux mesures obtenues pour $\theta = 30^\circ$. En effet, l'un des objectifs des mesures effectuées à angle fixe était de pouvoir comparer configuration passive et auto-adaptative. Le but étant de mettre en évidence l'impact de la dynamique des volets dans l'action de contrôle de l'écoulement. Or, lorsqu'ils sont laissés libres, les volets adoptent naturellement une position angulaire moyenne comprise entre 20° et 30° . Afin de disposer d'un point de comparaison supplémentaire, il était donc nécessaire de s'intéresser à la position angulaire, $\theta = 30^\circ$. D'autre part, les volets seront munis des tissus dont σ est égal à 90% et 100%, pour lesquels l'efficacité moyenne du contrôle est avérée.

Chapitre 4

Statistiques du champ de vitesse contrôlé sur l'axe central du sillage

L'efficacité globale des dispositifs de contrôle et la modification de la distribution de pression sur la surface arrière du cylindre ont été démontrées que ce soit pour une configuration passive ou auto-adaptative. On cherche maintenant à identifier les mécanismes physiques à l'origine de la réduction de traînée obtenue. A cette fin, nous présentons dans ce chapitre une étude approfondie de l'écoulement. L'analyse que nous proposons ici porte essentiellement sur l'évolution du champ de vitesse moyenne et des composantes du tenseur de Reynolds dans le sillage proche du cylindre. En effet, cette zone particulière de l'écoulement conditionne toute la dynamique du sillage turbulent en aval de l'obstacle. C'est précisément sur cette zone que les dispositifs de contrôle agissent. Elle est donc critique, elle est donc d'une importance certaine pour décrire les mécanismes physiques propres à l'écoulement contrôlé.

1 Comparaison des moyens de mesure

Dans notre étude, nous avons utilisé différents moyens de mesure anémométrique afin d'explorer le champ proche du cylindre, à savoir une PIV2C et une sonde LDV2C. Ces moyens sont complémentaires. La PIV2C permet de mesurer la vitesse locale sur un large domaine spatial au détriment de la résolution temporelle (tout du moins dans notre cas puisque le système PIV que nous avons utilisé n'est pas à haute cadence). La LDV2C est une mesure ponctuelle à haute cadence. Cette complémentarité avait déjà été introduite au chapitre 2. On propose dans un premier temps de comparer les moyennes statistiques en un point obtenues pour chacun des moyens de mesure sur leur zone de recouvrement. Dans notre cas, il s'agit de la ligne centrale, située à l'arrière du cylindre ($X/H > 0$) et au centre de la face arrière ($Y/H = 0$). Nous avons choisi de montrer les résultats sur la ligne centrale dans le sillage proche du cylindre pour deux raisons. La première raison est que cette région de l'écoulement est significative quand il s'agit de caractériser la zone de recirculation qui se développe à l'arrière du cylindre. De plus, c'est également sur cette ligne que l'on retrouve les plus importantes variations de v' comme montré par Durão et al. [44]. En effet, le sillage d'un cylindre carré est piloté par le battement des couches de cisaillement qui se développent depuis les points de décollement vers la zone de recirculation. Les couches de cisaillement étant entraînées alternativement à travers la ligne centrale à l'arrière du cylindre. Elles participent ainsi à la création du sillage turbulent. C'est ce phénomène

que l'on observe à travers les fluctuations de la vitesse transverse dans cette zone. Pour la description des mécanismes physiques mis en jeu, cette zone est critique et donc très intéressante.

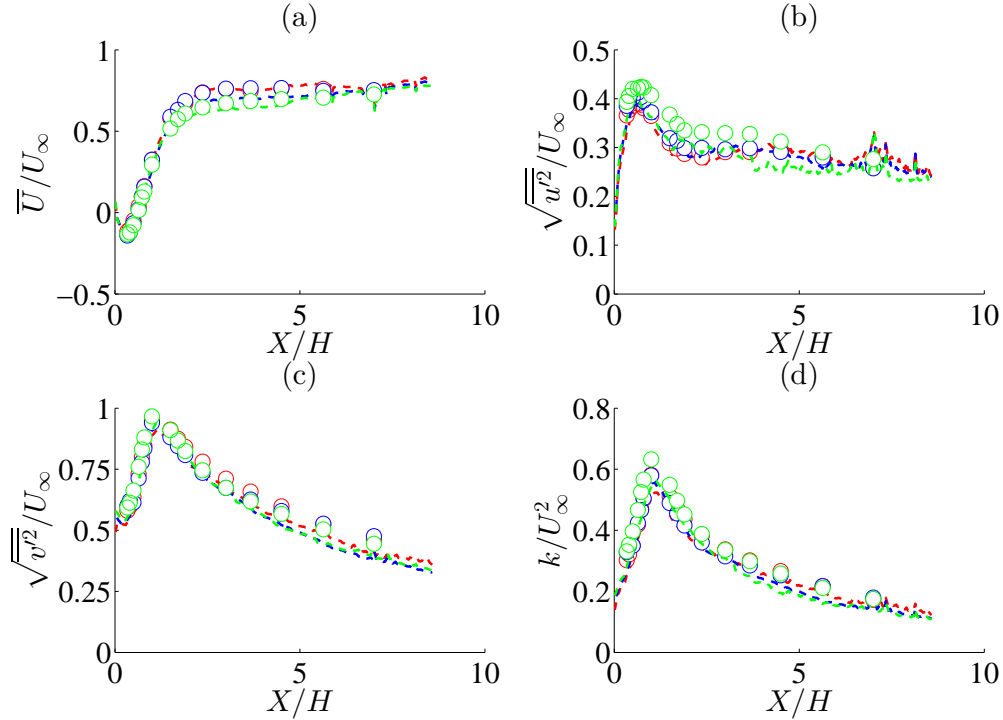


FIGURE 4.1 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre non contrôlé ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C (—) et LDV2C (\circ), $Re = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 . (a) \bar{U}/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2 .

L'avantage majeur de ce bilan est qu'il n'implique quasiment aucune hypothèse annexe, les moments statistiques étant déterminés de manière classique. On rappelle néanmoins que l'estimation de la vitesse par LDV2C est corrigée par la méthode de Buchhave [34] (pondération par le temps de transit individuel de chacune des particules dans le volume de mesure). De plus, comme nous l'avons déjà fait remarquer au chapitre 2, les données concernant le sillage du cylindre carré présentes dans la littérature, ne permettent pas d'arriver à un consensus. En effet, il semble que les résultats de mesures expérimentales soient extrêmement sensibles aux conditions expérimentales (blocage induit par le modèle, intensité de turbulence dans la veine, nombre de Reynolds,...) comme en témoignent les figures 2.18(a), 2.18(b) et 2.19(a) du chapitre 2. Ces figures représentent nos profils de vitesse moyenne sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre non contrôlé comparés aux résultats de la littérature. On observe des différences significatives quant à la valeur de la variation de vitesse dans le sillage du cylindre, même si globalement les tendances sont identiques. C'est un constat que partage Nakagawa [99], lorsqu'il compare ses résultats à ceux de Lyn et Rody [89] et Durão et al. [44]. En effet, il obtient une zone de déficit de vitesse moyenne plus courte. Il explique la différence par le fait que le taux de blocage pour son étude est plus important que pour les résultats de la littérature, ce qui de ce fait réduit l'amplitude du battement des couches de cisaillement. Ce résultat est également consistant avec les observations proposées précédemment pour nos mesures dans le sillage du cylindre non contrôlé. A défaut, la comparaison des mesures effectuées avec des moyens de mesure différents apparaît comme

un premier outil pour la validation de nos résultats que ce soit pour l'écoulement contrôlé ou non contrôlé. En complément, on propose par le biais de cette comparaison d'étudier également l'influence du nombre de Reynolds.

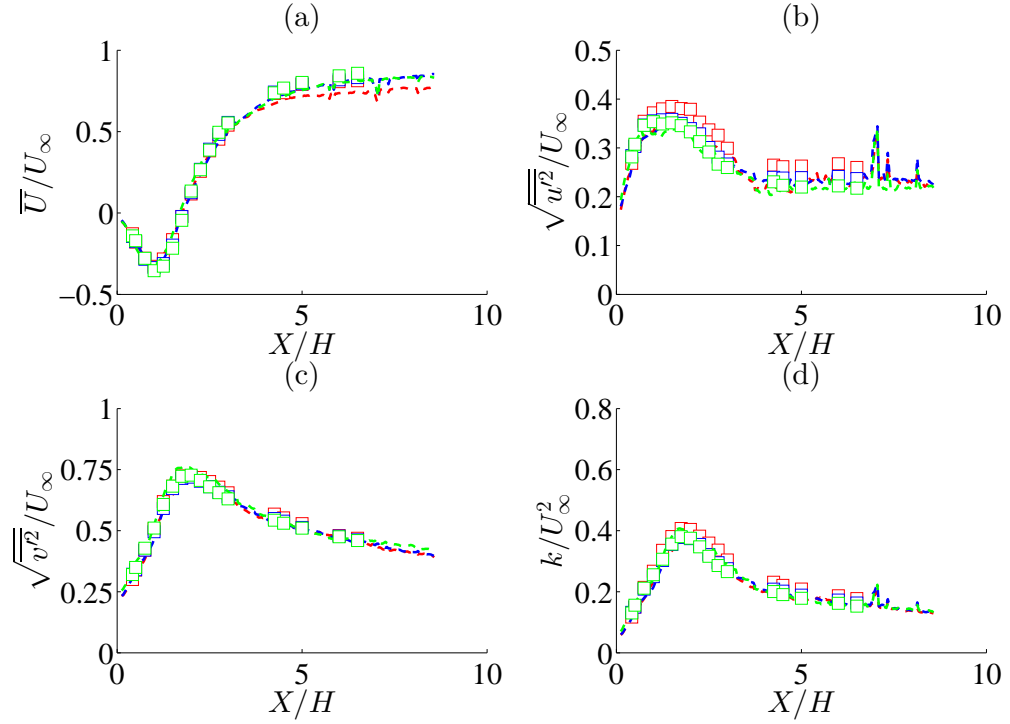


FIGURE 4.2 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle auto-adaptatif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 90\%$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C (—) et LDV2C (\square), $Re = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 . (a) \bar{U}/U_∞ , (b) $\sqrt{\overline{u'^2}}/U_\infty$, (c) $\sqrt{\overline{v'^2}}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2 .

Les figures 4.1, 4.2 et 4.3 représentent les moments statistiques d'ordre 1 et 2 ainsi que l'énergie cinétique turbulente $k(\equiv 0,5(2\overline{u'^2} + \overline{v'^2}))$ d'après l'hypothèse d'axisymétrie selon Y [103, 146, 145]) pour l'écoulement dans le sillage non contrôlé (que l'on qualifera également d'écoulement naturel), contrôlé avec un dispositif auto-adaptatif et avec un dispositif passif (position angulaire θ fixée à 20°), respectivement. On notera que pour ne pas surcharger les figures, seul un point sur deux de la mesure PIV2C est considéré. Pour l'ensemble des configurations contrôlées, les volets sont recouverts du tissu poreux dont le taux de blocage σ vaut 90%. Les résultats obtenus pour $\sigma = 100\%$ ne présentent pas de différence significative et ne sont donc pas reportés ici (voir annexe D). Remarquons que les mesures PIV2C sont caractérisées par la présence de pics au delà de $X/H = 7,5$ comme on peut le constater très nettement sur la figure 4.1(b), par exemple. Ces pics n'ont aucune cohérence physique et sont des ersatz induits par des rayures prononcées sur les vitres latérales de la soufflerie. Ces rayures provoquent un flou sur les images de particules qui fausse le calcul des vecteurs vitesse. On retrouvera ce phénomène sur les champs de vitesse tracés au chapitre 5. Cependant, ces stries n'interviennent qu'à la limite du champ d'investigation et n'ont qu'un impact ponctuel sur la mesure. On considère donc qu'en dehors de cette zone restreinte, les résultats de mesure de vitesse sont valides. Dans la suite

du chapitre, on ne proposera que des profils pour la partie de l'écoulement précédant l'apparition de ce pic.

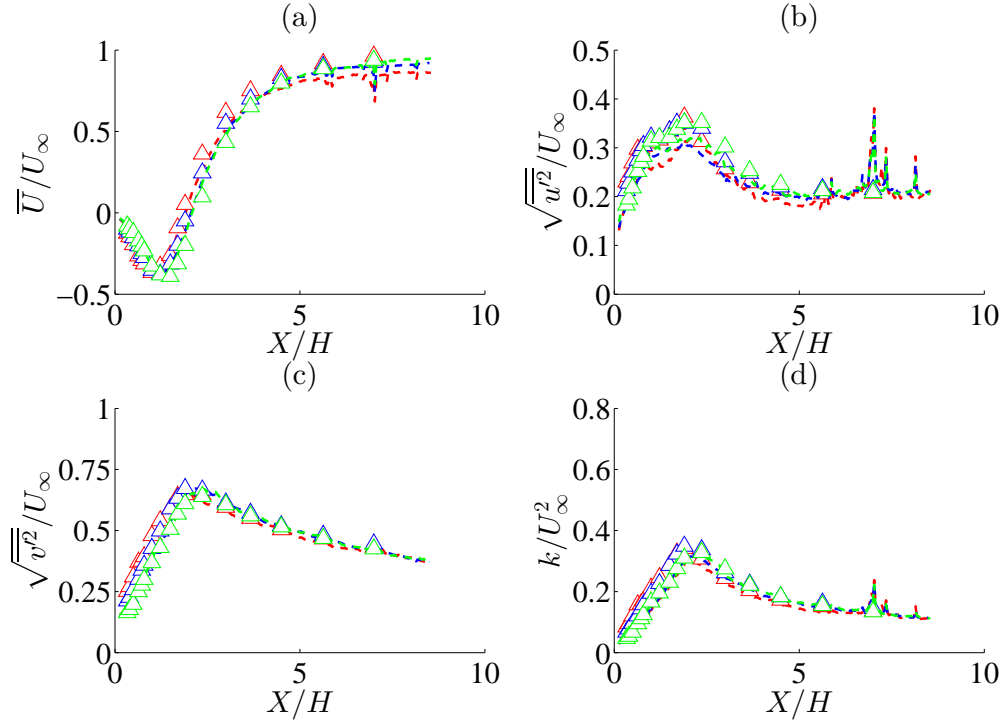


FIGURE 4.3 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle passif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 90\%$, $\theta = 20^\circ$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C (—) et LDV2C (\triangle), $Re = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 . (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2 .

À partir des résultats reportés dans les figures 4.1(a), 4.2(a), 4.3(a), on peut noter que l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale mesurée à partir de la PIV2C est très proche de celle obtenue à partir de la LDV2C. Ces mesures ayant été réalisées à plusieurs mois d'intervalles, on démontre ici la bonne répétabilité des expériences, tout du moins pour les moments statistiques d'ordre faible. On notera que l'on ne présente pas ici le calcul de la moyenne de la vitesse transversale car sur la ligne centrale cette dernière est quasi nulle. Si on s'intéresse maintenant à l'estimation des moments statistique d'ordre 2 et de l'énergie cinétique turbulente, k , on remarque que les valeurs obtenues par mesure PIV2C sont légèrement plus faibles que celles mesurées par LDV2C. Ce résultat est cohérent avec les observations de Lavoie et al. qui comparent dans [84] des champs PIV2C ayant une résolution spatiale comparable à la nôtre, à des mesures par anémométrie fil chaud dans un écoulement de turbulence de grille. Cet effet avait également été mis en évidence par Willert et Gharib [160]. Au final, on retiendra que la PIV permet d'acquérir un grand nombre de données pour un important champ spatial (ce qu'il n'est pas possible d'obtenir avec des techniques de type LDV). D'autre part, si dans les conditions de notre étude, elle permet bien de décrire les plus grandes échelles de l'écoulement (moyennant la prise en compte des recommandations énoncées précédemment), elle ne permettra pas d'accéder, en l'état, aux plus petites échelles de l'écoulement de manière précise.

On remarque qu'à l'immédiate proximité du cylindre dans le cas non contrôlé ($X/H < 0,25$) et pour un $Re = 4.10^4$, le profil de $\sqrt{v'^2}$ tend à augmenter. Or on s'attend à ce que ce dernier diminue, les fluctuations de vitesse transverse s'annulant à la paroi par définition. On peut expliquer cette incohérence par le fait que l'on se situe dans une zone polluée par la proximité du cylindre. En effet, en dépit des traitements appliqués (à la fois sur le modèle et sur les images), des réflexions sont générées sur la paroi du cylindre et impactent la mesure de vitesse. Dans la suite du manuscrit, on prendra donc des précautions, quand il s'agira de s'intéresser aux résultats de vitesses pour $0 < X/H < 0,25$. On notera que dans la gamme de Re étudiée ici, les résultats semblent peu dépendants de ce paramètre. Par la suite, seuls les résultats obtenus pour $Re = 4.10^4$ seront présentés.

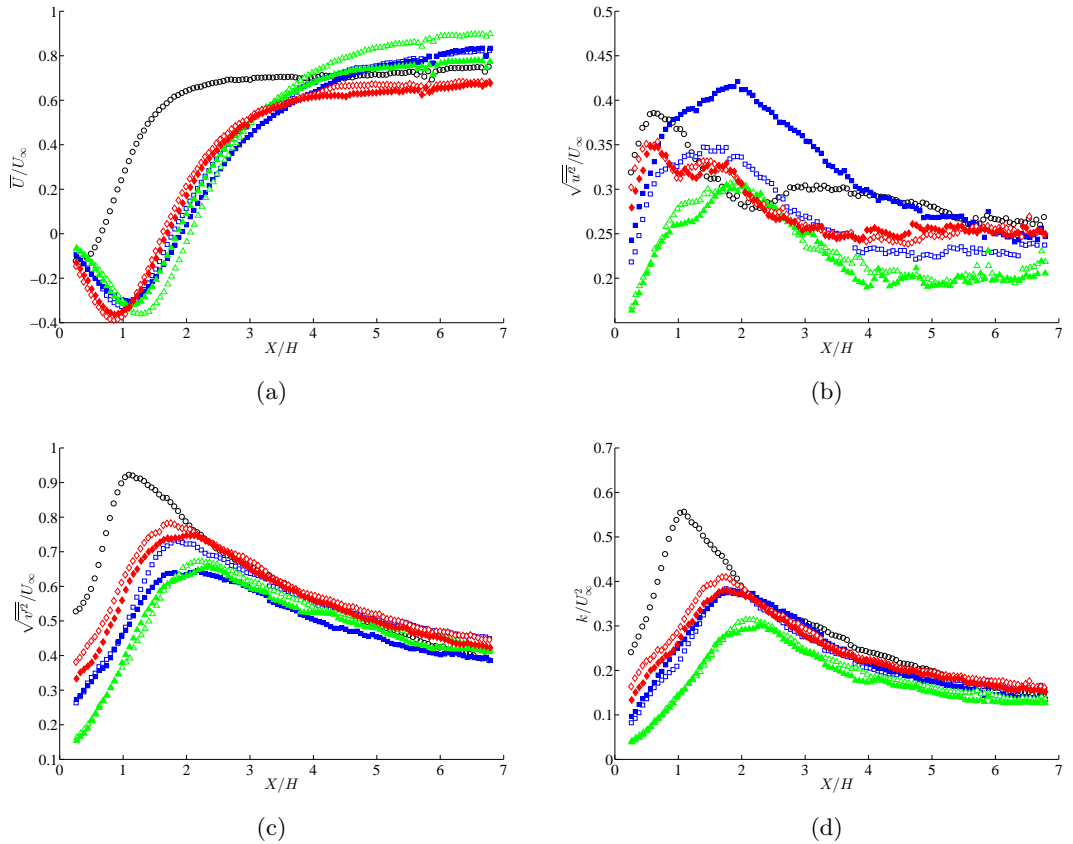


FIGURE 4.4 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre, normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C, $Re = 4.10^4$, (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2 . Configurations : \circ Non contrôlé, contrôle auto-adaptatif \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 20^\circ$ \triangle $\sigma = 90\%$ et \blacktriangle $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 30^\circ$ \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$.

On compare maintenant les profils des moments statistiques d'ordre 1 et 2 pour l'ensemble des configurations à $Re = 4.10^4$. Ces profils sont reportés sur la figure 4.4 et sont obtenus par PIV2C. La forme des profils de vitesse moyenne dans le cas non contrôlé a déjà été discutée dans le chapitre 2. Ils présentent une forme typique pour un obstacle cylindrique, avec une zone de déficit de vitesse à proximité du cylindre, qui correspond à l'existence de la zone de recirculation arrière. On observe,

pour l'ensemble des cas contrôlés, que d'une part la forme du profil est conservée par rapport au cas non contrôlé mais aussi que la valeur du déficit de vitesse est plus importante (de l'ordre de 2,5 à 3 fois plus élevée). D'autre part, la longueur de cette zone de déficit est également plus grande dans les cas contrôlés. Ce paramètre donnera lieu à une discussion dans la section 2.1. A l'extérieur de cette zone, la vitesse croît jusqu'à atteindre une vitesse proche de la vitesse en entrée de veine. On observe une bonne correspondance entre les profils de vitesse pour les cas contrôlés, jusqu'à environ quatre diamètres en aval du cylindre. On notera que si les vitesses maximales obtenues à l'extrémité des profils pour les cas contrôlés diffèrent de celles obtenues dans le cas non contrôlé, elles restent néanmoins du même ordre de grandeur. La validité du cas particulier du contrôle passif poreux à $\theta = 20^\circ$ dont la valeur maximale est plus importante que celles des autres cas sera discutée ultérieurement.

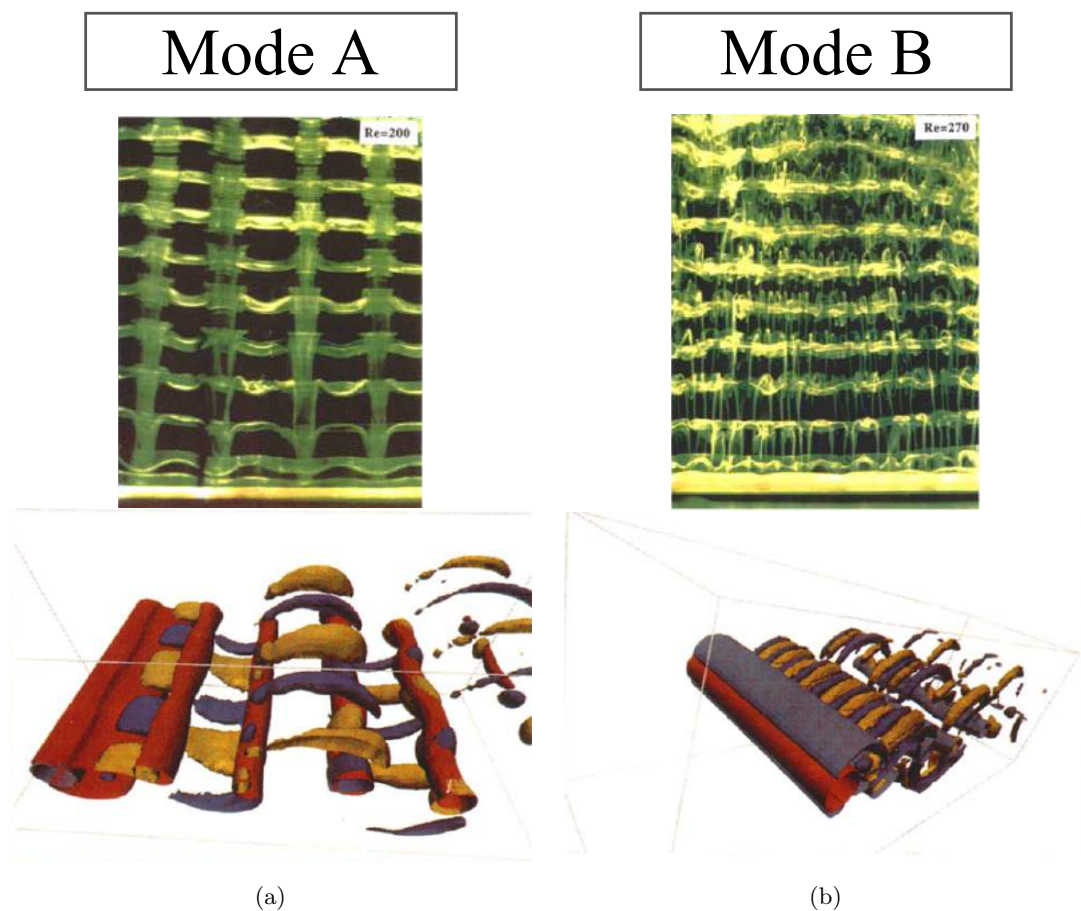


FIGURE 4.5 – Visualisation expérimentale et numérique des modes (a) A et (b) B dans le cas d'un cylindre circulaire, extrait de [161].

Les profils liés aux fluctuations de la vitesse (moment statistique d'ordre 2) reportés sur les figures 4.4(b) et 4.4(c) et de l'énergie cinétique turbulente, k également reportée sur la figure 4.4(d), ont une forme en accord avec ceux que l'on retrouve dans la littérature, pour le cylindre à section circulaire [110], ou à section carrée [44, 89, 99]. Chacun de ces profils croît rapidement dans la zone de recirculation avant de décroître dans le sillage. On notera enfin qu'indépendamment de la forme du profil et conformément aux observations de Bloor [25] et Bloor et Gerrard [26], le maximum de

fluctuation de la vitesse longitudinale intervient au niveau de la fin de la zone de recirculation déjà mise en évidence par les profils de vitesse moyenne longitudinale et ce quelle que soit la configuration examinée ici. D'autre part, si on s'intéresse particulièrement aux fluctuations de vitesse longitudinale, on remarque, pour les configurations contrôlées l'émergence non pas d'un seul pic mais de deux bosses (configurations auto-adaptative et passive pour $\theta = 30^\circ$) ou de deux maximums pour la configuration passive pour $\theta = 30^\circ$. On peut rapprocher cela aux profils obtenus par Norberg [103] dans le sillage d'un cylindre à section circulaire pour des nombres de Reynolds compris entre 1500 et 10^4 . Le cas du profil passif pour $\theta = 30^\circ$ correspondrait aux résultats obtenus pour $Re < 8000$. Les résultats pour les autres configurations contrôlées adoptent la même tendance que ceux qu'il obtient pour $Re \geq 8000$. Norberg fait l'hypothèse que ce second pic dont la valeur adimensionnée est de l'ordre de 0,3 et qui est positionné à l'extrémité de la zone de recirculation, correspond à l'émergence de structures vorticitaires secondaires de mode B.

Le mode B fait référence à un mode d'instabilités tridimensionnelles, identifié dans le sillage des cylindres à section carrée dès $Re = 190$ [127] et qui serait causé par des mécanismes liés au développement de petites structures provenant de la couche cisailée. En effet, il est possible de mettre en évidence dans le sillage des corps nominalement bi-dimensionnels, un phénomène de transition de l'écoulement d'un mode bidimensionnel vers un mode tridimensionnel. Ce phénomène intervient à faible nombre de Reynolds et précède la transition vers un écoulement pleinement turbulent. Ce régime de transition fait intervenir différents types d'instabilités qui ont fait l'objet de nombreuses études, en particulier pour des cylindres à section circulaire. On notera que pour ce cas précis, une description détaillée est donnée par Williamson dans [161]. Ces deux modes sont également observés numériquement par Persillon et Braza [117]. On distingue ainsi deux modes d'instabilités particuliers pilotés par différents mécanismes physiques. Le premier est le mode A, qui d'après l'étude de Robichaux et al. [127] apparaît dès $Re = 162$ pour un cylindre carré. Le mode A entraîne une ondulation transversale des structures tourbillonnaires de Von Kármán [162]. On donne une illustration de ce mode sur la figure 4.5(a). Enfin on notera que le mode A est caractérisé par une longueur d'onde spatiale estimée à $5,2H$ par Robichaux et al. [127].

À un nombre de Reynolds plus important, on voit apparaître un second mode d'instabilité : le mode B. La longueur d'onde spatiale qui le caractérise est beaucoup plus courte, de l'ordre de $1,2H$ toujours selon la même étude. Le mode B serait, quant à lui, lié à l'existence dans le sillage de structures tourbillonnaires secondaires de plus petites dimensions que les structures de Von Kármán, comme illustré numériquement et expérimentalement par la figure 4.5(b). D'après Williamson, ce type d'instabilité est retrouvé dans le sillage d'un cylindre circulaire jusqu'à des Reynolds de 10^4 . On notera que par rapport à notre étude, ces instabilités interviennent à des nombres de Reynolds très faibles, ce qui constitue une première limite à notre interprétation. Cependant, les résultats de Dobre et al. [43] qui portent sur le contrôle passif du sillage derrière un cylindre carré à $Re = 2,2 \cdot 10^4$, suggèrent que des similarités existent entre les mécanismes de transition vers un sillage tri-dimensionnel à faible Reynolds et les mécanismes qui pilotent la dynamique du sillage pour des nombres de Reynolds plus élevés. En se basant sur une analyse de stabilité bidimensionnelle, Dobre et al. suggèrent également que les instabilités liées au mode B sont déclenchées par une sollicitation verticale de l'écoulement, ce qui est consistant avec les sollicitations qu'induisent les volets.

L'apparition de deux pics ou deux bosses dans les profils de $\overline{u'^2}$, dans les cas contrôlés, pourrait donc être le reflet d'un changement dans la dynamique de l'écoulement. Toutefois, cette observation n'est pas un critère suffisant en l'état pour conclure sur l'existence ou non d'un forçage des structures vorticitaires liées au mode B par le dispositif de contrôle proposé ici. Pour répondre à ce point, il serait

nécessaire de réaliser soit une simulation numérique résolue en temps et en espace, soit une analyse de stabilité linéaire. Malheureusement, faute de temps ces approches n'ont pas pu être envisagées dans le cadre de ce travail.

Intéressons nous maintenant aux fluctuations de vitesse latérale $\overline{v'^2}$. Pour les configurations contrôlées, le maximum de $\overline{v'^2}$ correspond également à la fin de la zone de recirculation. Alors que classiquement, comme pour la configuration non contrôlée, on s'attend à ce que le maximum de fluctuation de la vitesse transverse intervienne un peu plus tard dans l'écoulement puisqu'il est lié à l'apparition du lâcher tourbillonnaire dans le sillage du cylindre. Cependant, on peut lier ce "retard" du maximum des fluctuations de vitesses transverse au fait que le bord de fuite des volets est en interaction directe avec les couches de cisaillement modifiant ainsi le développement des instabilités et ont pour effet "d'avancer" l'apparition du maximum des fluctuations de vitesse transverse. De plus, on remarque que le "retard" enregistré entre le maximum dans le cas non contrôlé et pour les cas contrôlé est du même ordre de grandeur que la longueur entre le bord de fuite du volet (grandeur moyenne pour les configurations auto-adaptatives) et les coins de la face avant du cylindre où se produit le décollement et où les couches de cisaillement prennent naissance.

D'autre part, d'un point de vue quantitatif, la valeur du maximum de $\overline{v'^2}$ et de l'énergie cinétique est influencées par le contrôle. Pour $Re = 4.10^4$, on observe une diminution significative du maximum de la vitesse transverse et de l'énergie cinétique (comprise entre 16 et 29% pour $\sqrt{v'^2}$ -contrôle passif $\theta = 30^\circ$, $\sigma = 90\%$ et auto-adaptatif $\sigma = 100\%$ respectivement- et 23 et 42% pour k -contrôle passif $\theta = 30^\circ$, $\sigma = 90\%$ et passif $\theta = 20^\circ$, $\sigma = 90\%$ respectivement-). Il en est de même pour $\sqrt{u'^2}$, dont les maximums subissent une réduction comprise entre 6% et 19,3% (contrôle passif $\theta = 30^\circ$, $\sigma = 90\%$ et passif $\theta = 20^\circ$ respectivement). On dénotera le cas particulier du contrôle auto-adaptatif non poreux ($\sigma = 100\%$), pour lequel on observe une augmentation de 11% du maximum des fluctuations de la vitesse longitudinale. Ces observations sont en accord avec le fait que la position des volets a été choisi pour leur permettre d'interagir avec les couches de cisaillement qui se développent sur le côté du cylindre. Il est admis que ce sont ces couches de cisaillement qui dans le cas d'un écoulement autour d'un profil épais, pilotent la dynamique du sillage, [59]. La présence des volets, dans le cas passif ou auto-adaptatif, atténue et retarde le développement de ces couches de cisaillement ce qui explique l'effet observé sur l'écoulement dans le sillage proche du cylindre. D'autre part, on constate simultanément une augmentation de la longueur de recirculation et une diminution des fluctuations de vitesses sur la ligne centrale. Ces observations sont consistantes avec les résultats déjà obtenus par Bearman dans [13]. Il montre que pour un cylindre à section circulaire muni de plaque séparatrice, l'augmentation de la longueur de recirculation, de la pression sur la base du cylindre et la diminution des fluctuations de vitesse sont corrélées.

Au final, l'analyse des profils de vitesse a également permis de montrer que le contrôle avait un impact important sur le sillage à proximité du cylindre et en particulier sur les grandeurs qui caractérisent ce dernier, sans pour autant modifier significativement la forme des profils des moments statistiques d'ordre 1 et 2 de la vitesse. On va donc s'attacher dans la suite de ce chapitre à mettre en évidence ces grandeurs caractéristiques et à analyser l'impact qu'a le contrôle sur ces dernières. Le but est de déterminer s'il est possible d'établir une certaine similarité des grandeurs statistiques de l'écoulement pour les différentes configurations.

2 Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement

Devant la complexité des phénomènes physiques qui sont étudiés, l'établissement d'échelles caractéristiques est primordial. Les échelles permettront de caractériser l'écoulement et d'établir des lois de similitudes. L'un des précurseurs dans ce domaine fut Roshko qui dès les années 1950 [130] essaya de démontrer le caractère universel du sillage pour différents types d'obstacles. Ainsi pour l'étude du sillage turbulent, on s'intéressera en particulier à la longueur de la zone de recirculation qui se développe à l'immédiate proximité de l'obstacle ainsi qu'à la façon dont le sillage s'épanouit au travers de sa largeur. Dans la dernière partie, enfin, on mettra en évidence une troisième grandeur caractéristique liée aux fluctuations de vitesse. Le but étant de déterminer si on peut définir dans l'écoulement une origine virtuelle ainsi qu'un critère permettant de mettre en évidence une forme d'universalité entre l'écoulement contrôlé et l'écoulement non contrôlé.

2.1 La longueur de recirculation, L_f

La zone de recirculation derrière un corps épais conditionne le développement du sillage. De nombreuses études se sont intéressées à cette zone. On a ainsi le lien entre les grandeurs caractéristiques, la fréquence du lâcher des tourbillons et les efforts appliqués à l'obstacle [8]. L'un des obstacles privilégiés pour ce type d'étude est le cylindre à section circulaire. Cependant, les analyses effectuées pour les cylindres à section circulaire sont transposables au sillage d'autres corps épais tel que le cylindre à section carrée, à la différence près que dans ce cas le point de décollement est fixe, car lié à la géométrie. Les premiers à réaliser l'étude du sillage d'un profil épais et à mettre en évidence des similarités ainsi qu'un lien possible entre la position des couches de cisaillement et la fréquence du lâcher furent Fage et Johansen [48]. Leurs travaux furent suivis par ceux de Schiller et Linke [134], puis Roshko dans [130] et enfin Bloor et Gerrard qui donnent une description détaillée des mécanismes physiques impliqués [25, 26, 59]. Tous s'accordent sur le fait que ce phénomène est lié à la déstabilisation des couches de cisaillement générées de chaque côté de l'obstacle suivant les instabilités de Kelvin-Helmoltz, comme schématisé sur la figure 4.6(a). On qualifie aussi parfois ces instabilités, d'instabilités de Bloor-Gerrard, [149] en dépit du fait que leur paternité aurait aussi bien pu être revendiquée par Schiller et Linke dont les travaux s'étaient focalisés sur la transition d'un sillage laminaire vers un sillage turbulent. On peut visualiser ces instabilités dans le sillage d'un cylindre à section circulaire et dans le sillage d'un cylindre à section carrée sur les figures 4.6(b) et 4.6(c) respectivement. La fréquence caractéristique de ces instabilités est largement supérieure à celle du lâcher tourbillonnaire relatif aux instabilités de Bénard-Von Kármán [25]. L'idée développée est que la vorticité contenue dans la couche de cisaillement vient alimenter l'écoulement à l'arrière du cylindre où se crée un tourbillon. Celui-ci se détache ensuite et le sillage proche de l'obstacle est alors alimenté par la couche de cisaillement opposée, ce qui explique le phénomène de battement que subissent les couches de cisaillement. Il existe d'ailleurs un mécanisme d'interaction complexe et non-linéaire entre les d'instabilités de Bloor-Gerrard et celles de Bénard-Von K  rman qui contribuent à la transition du sillage vers la turbulence [79]. On notera que ce processus est extrêmement sensible aux conditions extérieures telles que le blocage induit par l'obstacle [99] et donc son diamètre, l'état de surface du cylindre, les conditions aux extrémités du cylindre [103], [143], le taux de turbulence en entrée de veine [11], etc.

On s'intéresse maintenant à la longueur de cette zone, que l'on appelle aussi longueur de formation et à laquelle on fait référence sous la notation L_f . Bloor dans [25] la définit comme la distance entre

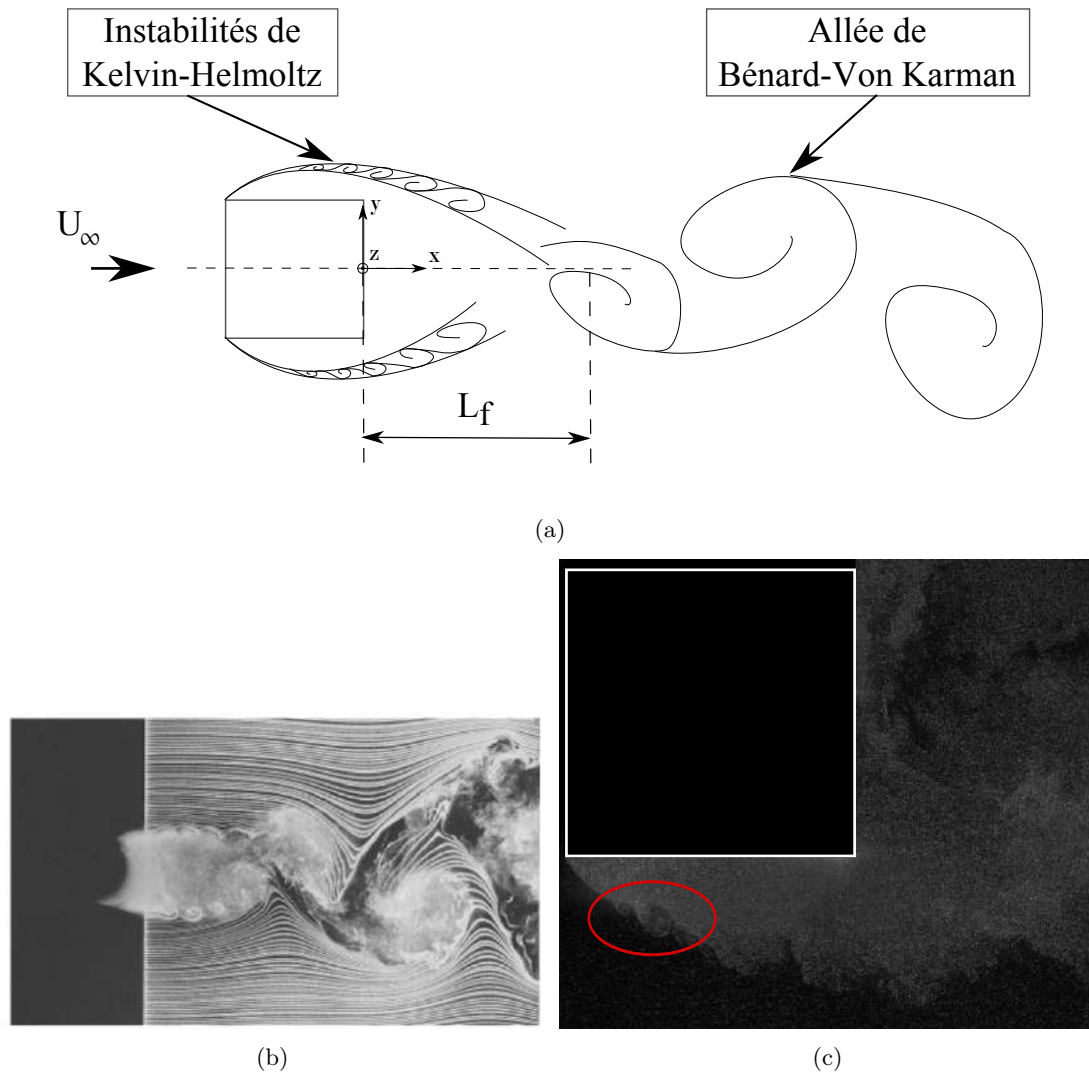


FIGURE 4.6 – (a) Schéma de principe représentant les mécanismes physiques dont découle la zone de recirculation qui se développe dans le champ proche du cylindre. (b) Visualisation des instabilités de Kelvin-Helmoltz par Prasad et Williamson [120] pour un cylindre à section circulaire et (c) visualisation des instabilités de Kelvin-Helmoltz et du sillage turbulent pour un cylindre à section carrée (image PIV).

le cylindre et le point pour lequel elle détecte pour la première fois dans l'écoulement la signature des instabilités de Bénard-Von Kármán. Gerrard [59] complète cette définition et décrit la longueur de recirculation comme le point où pour la première fois, les couches de cisaillement croisent l'axe central derrière le cylindre. Il met également en évidence dans ce même article, la dépendance entre la longueur de recirculation et trois processus particuliers schématisés par les flèches a, b et c sur le schéma de la figure 4.7. Les lignes représentent l'enroulement des deux couches de cisaillement. On a tout d'abord (a) un phénomène d'entraînement de la couche de mélange par l'écoulement opposé qui tend à étendre la longueur de la zone de recirculation. L'entraînement associé à la couche de mélange

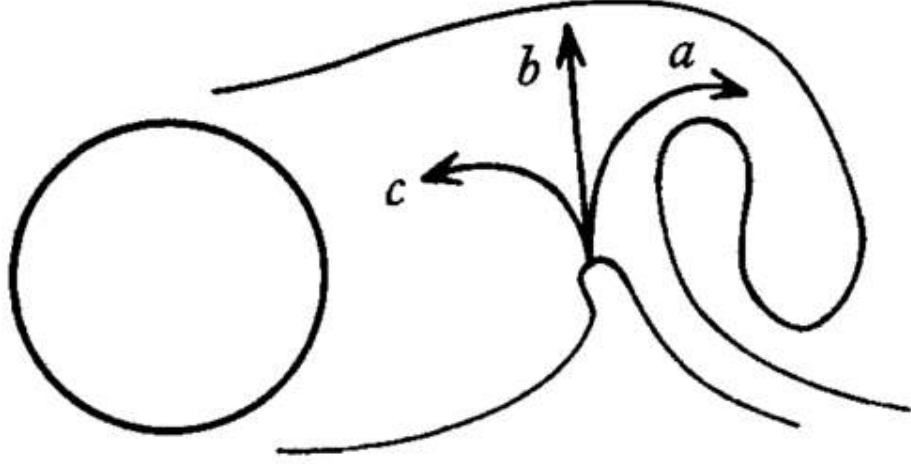


FIGURE 4.7 – Schéma extrait de [59], schématisant les mécanismes qui pilotent la taille de la longueur de recirculation.

en elle-même (b) tend lui à rabattre la couche de mélange vers l'axe central de l'écoulement et donc à réduire la taille de la recirculation. Enfin (c) correspond au débit de recirculation lié aux instabilités de Kelvin-Helmoltz. C'est donc de l'équilibre entre ces trois processus que dépend la longueur de la zone de recirculation. Dans le même esprit, Bearman et Trueman [12] montrent qu'il existe un équilibre entre la quantité de vorticité qui est  mise au niveau des couches de cisaillement, la taille de la zone de recirculation et la valeur de la pression à l'arrière de l'obstacle. Au final, on montre donc qu'en dépit d'être un paramètre statistique basé sur une grandeur moyenne, la longueur de la recirculation est le reflet de l'ensemble des mécanismes physiques qui gouvernent la formation du sillage et donc de la dynamique de l'écoulement dans le sillage proche de l'obstacle.

Il existe différents critères pour déterminer cette longueur, [65]. Bloor propose par exemple de déterminer cette longueur en localisant le maximum des fluctuations de la vitesse longitudinale, u' , [26]. De manière plus classique, on la définit ici comme la distance en aval du cylindre sur la ligne centrale ($Y/H = 0$) pour laquelle la vitesse moyenne longitudinale passe par 0, i. e. :

$$U(X = L_f) = 0. \quad (\text{E-4.1})$$

Le tableau 4.1 répertorie la valeur L_f (adimensionnée par la largeur du cylindre, H) calculée à partir des profils de vitesse sur la ligne centrale obtenus par PIV2C et LDV2C. En accord avec les observations proposées au paragraphe 1, les longueurs de recirculation calculée à partir des mesures PIV2C et LDV2C pour la même configuration et le même nombre de Reynolds sont comparables. Les différences observées dépendent de la précision spatiale avec laquelle ces mesures ont été réalisées et de la réalisation du montage pour les cas contrôlés, ce qui explique que l'on trouve des différences plus importantes dans ces cas précis.

Si on compare maintenant la valeur de la longueur de recirculation dans le cas non contrôlé à celle obtenue pour l'ensemble des cas contrôlés, on remarque que le contrôle, qu'il soit passif ou auto-adaptatif, entraîne une augmentation significative de la longueur de recirculation (de l'ordre de 2,5 à 3 fois, la valeur de L_f dans le cas non contrôlé). Cette augmentation de la longueur de recirculation implique l'augmentation de la pression sur la base du cylindre contrôlé et la réduction de traînée

	PIV2C	LDV2C
Configuration	4.10^4	4.10^4
Non contrôlé	0,65	0,61
Contrôle auto-adaptatif, $\sigma = 90\%$	1,78	1,78
Contrôle auto-adaptatif, $\sigma = 100\%$	1,91	2,01
Contrôle passif, $\sigma = 90\%$, $\theta = 20^\circ$	2,03	1,97
Contrôle passif, $\sigma = 100\%$, $\theta = 20^\circ$	1,85	1,72
Contrôle passif, $\sigma = 90\%$, $\theta = 30^\circ$	1,62	
Contrôle passif, $\sigma = 100\%$, $\theta = 30^\circ$	1,70	

Tableau 4.1 – Valeurs de la longueur de recirculation adimensionnée L_f/H pour différentes configurations à $Re = 4.10^4$.

mesurée (chapitre 3). En effet, les travaux de Lee [85] montrent que plus la longueur de recirculation est grande, plus la valeur de la pression à l'arrière de l'obstacle est élevée et donc plus la traînée est faible. Cependant, on notera que l'augmentation de la longueur de recirculation ne suffit pas en elle-même pour expliquer les différences dans l'efficacité du contrôle mise en évidence précédemment. En effet, on remarque que les valeurs de L_f obtenues pour les configurations passives à $\theta = 20^\circ$ et auto-adaptative sont comparables alors que la réduction de traînée mesurée dans le cas passif est 1,5 à 2 fois plus grande que dans le cas auto-adaptatif. C'est un premier élément qui montre que si la longueur de recirculation est un paramètre important du sillage proche, il n'est pas suffisant à lui seul pour expliquer l'ensemble des mécanismes physiques en jeu.

Afin d'évaluer le rôle que joue la longueur de recirculation sur le sillage proche, les données reportées dans la figure 4.4 sont tracées sur la figure 4.8 où l'origine de la coordonnée longitudinale est la position de la bulle de recirculation. Cette normalisation est inspirée des travaux de Thiesset [145] qui fait remarquer que lorsque la distance X tend vers l'infini, $X \equiv (X - L_f)/H$ tend vers une normalisation conventionnelle $X \equiv X/H$ et que cette normalisation est bien propre au champ proche. On remarque sur la figure 4.8(a) qui représente le profil de vitesse moyenne longitudinale, que tous les profils tendent à se superposer pour $(X - L_f)/H \leq 1$ alors que l'on observe un comportement différent dans la suite du sillage. En effet pour les cas contrôlés auto-adaptatif et passif avec $\theta = 20^\circ$, on observe avec cette normalisation que même si la forme du profil est similaire à celle du cas non contrôlé, la transition entre la première partie (croissance rapide de la vitesse) et la seconde partie (variation moins importante mais toujours existante) de la courbe de vitesse se fait de manière moins abrupte. Ce qui conduit à obtenir une vitesse moyenne sur la seconde partie plus importante pour ces configurations contrôlées. On peut cependant faire l'hypothèse que dans le sillage lointain (non analysé ici), la vitesse moyenne tend à atteindre la valeur de U_∞ quelle que soit la configuration.

On s'intéresse maintenant aux profils des fluctuations de vitesse. On remarque qu'en accord avec le critère proposé par Bloor, le maximum des profils de $\overline{u'^2}$ coïncide avec la longueur de recirculation quelle que soit la configuration (voir figure 4.8(b)). Cependant, pour les profils de $\overline{v'^2}$ et de k reportés sur les figures 4.8(c) et 4.8(d), on doit différencier le cas non contrôlé des cas contrôlés. En effet, pour les configurations contrôlées, le maximum des deux grandeurs d'intérêt intervient au niveau de L_f tandis que pour le cas non contrôlé, il survient environ un H en arrière de la longueur de formation. Cette différence pourrait traduire un changement dans la dynamique du lâcher tourbillonnaire et montre bien que, pour reprendre les termes de Thiesset, la longueur de recirculation "est la partie émergée de

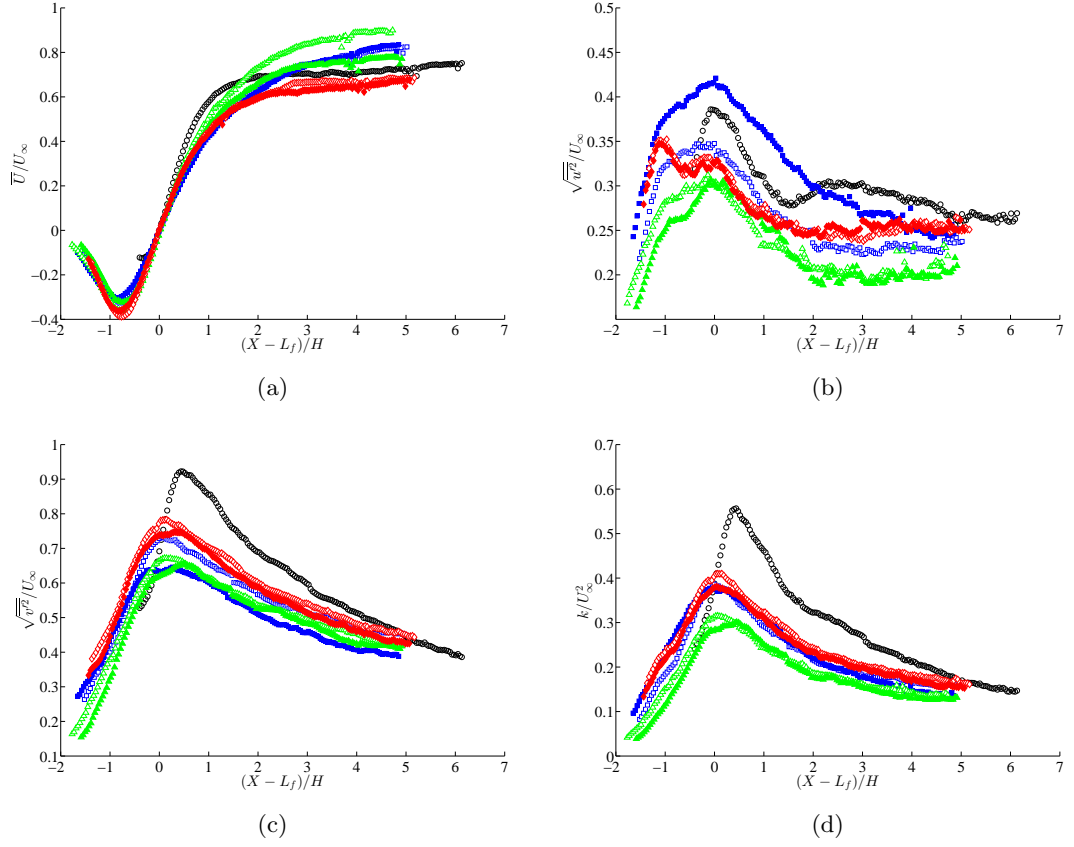
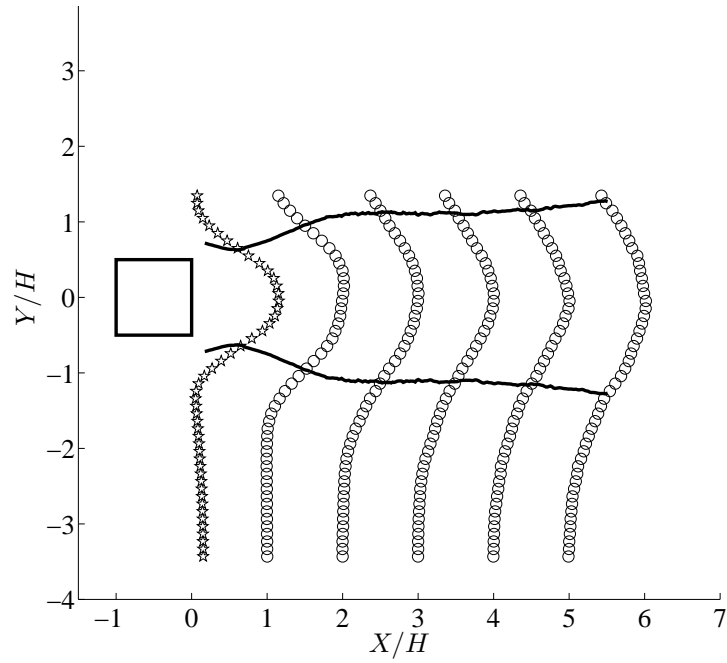


FIGURE 4.8 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre, normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenus par PIV2C, $Re = 4.10^4$, (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, (c) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (d) k/U_∞^2 . L'origine virtuelle de l'axe longitudinal correspond à la longueur de la recirculation L_f et cet axe est normalisé par la largeur du cylindre, H . Configurations : \circ Non contrôlé, contrôle auto-adaptatif \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 20^\circ$ \triangle $\sigma = 90\%$ et \blacktriangle $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 30^\circ$ \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$.

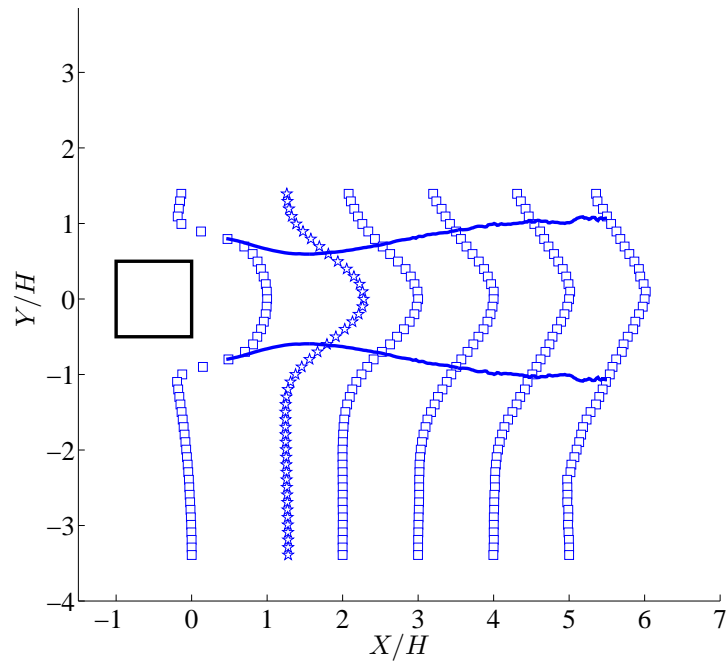
l'iceberg qui cache toute une physique complexe et fortement sensible". Il apparaît alors que ce paramètre pourtant important n'est pas suffisant et que les configurations étudiées ici induisent d'autres paramètres susceptibles d'intervenir dans l'universalisation des évolutions des grandeurs physiques de l'écoulement.

2.2 Échelle caractéristique du sillage, H'

On s'intéresse maintenant à une seconde grandeur caractéristique de l'écoulement, la demi-largeur du sillage, $y_{1/2}$, qui est couramment utilisée pour l'étude du sillage turbulent lointain derrière un cylindre circulaire, [147] et [30] par exemple mais également dans le champ proche. En effet, Monkewitz et Nguyen [98], montrent par une étude théorique basée sur une analyse de stabilité que la fréquence liée aux structures tourbillonnaires de type Von Kármán est inversement proportionnelle au double de la demi-largeur du sillage. Cette grandeur est donc d'intérêt quand il s'agit d'étudier le sillage turbulent



(a)



(b)

FIGURE 4.9 – Évolution de l'épaisseur du demi-sillage $y_{1/2}$ (-) et profils du déficit de vitesse en $X/H = L_f$ (★) et en différents X/H (○) à l'arrière du cylindre (a) non contrôlé et (b) avec contrôle auto-adaptatif ($\sigma = 90\%$). $Re = 4.10^4$.

derrière un obstacle. D'après Pope [118], on peut la définir pour un sillage plan (i.e. derrière un obstacle bidimensionnel) comme suit. On pose dans un premier temps, la différence de vitesse entre la vitesse de convection de l'écoulement, $U_\infty(X)$ et la vitesse au centre du sillage bidimensionnel, $U(X, 0)$:

$$U_s(X) = U_\infty(X) - U(X, 0). \quad (\text{E-4.2})$$

On peut ainsi déterminer la demi-largeur du sillage en posant :

$$U(X, \pm y_{1/2}) = U(X, 0) - 0,5U_s(X), \quad (\text{E-4.3})$$

ce qui permet de définir une fonction $f(X, Y/y_{1/2})$ qui caractérise le déficit de vitesse dans le sillage du cylindre, telle que :

$$f(X, Y/y_{1/2}) = [U(X, 0) - U(X, Y)]/U_s(X). \quad (\text{E-4.4})$$

La manière dont cette fonction est définie entraîne $f(X, 0) = 1$ et $f(X, 1) = 0,5$. Il est à noter que le déficit de vitesse est en lien direct avec la perte de quantité de mouvement subie par l'écoulement à la proximité du cylindre et donc à la traînée de ce dernier. Il est donc raisonnable de penser qu'un changement typologique dans le développement du sillage soit traduit directement par une modification de la traînée, ce qui en fait une grandeur d'intérêt dans le cadre de notre étude. On reporte sur les figures 4.9(a) et 4.9(b), l'évolution de cette fonction dans le sillage du cylindre non contrôlé et du cylindre contrôlé auto-adaptatif poreux ($\sigma = 90\%$).

À partir de l'évolution de f , on peut déterminer l'évolution de $y_{1/2}(X)$. Conformément à ce qui est attendu, le sillage croît à partir de $X/H = L_f$. En comparant les figures 4.9(a) et 4.9(b), on remarque que l'expansion du sillage est plus rapide dans le cas non contrôlé. Afin de confirmer cette observation, l'évolution de la largeur du demi-sillage, $y_{1/2}$, pour le cas non contrôlé et les cas contrôlés pour $\sigma = 90\%$ et $\sigma = 100\%$ est représentée sur les figures 4.10(a) et 4.10(b) respectivement. Ces figures confirment que l'expansion du sillage est significativement réduite par le contrôle. On observe néanmoins que pour le contrôle passif poreux ($\sigma = 90\%$) à $\theta = 20^\circ$, dès lors que $(X - L_f)/H$ est supérieur à 2,5, la valeur de $y_{1/2}$ dépasse celle du cas non contrôlé. Ce comportement se distingue de celui observé pour les autres configurations contrôlées. Néanmoins, nous ne disposons pas à l'heure actuelle d'élément permettant d'expliquer cette singularité (autre qu'un problème lié au montage expérimental). On exclura donc ce cas pour le reste de la discussion concernant l'évolution de $y_{1/2}$.

	Re
Configurations	4.10^4
Non contrôlée	78,7
Contrôle auto-adaptatif, $\sigma = 90\%$	75,6
Contrôle auto-adaptatif, $\sigma = 100\%$	82,8
Contrôle passif, $\sigma = 90\%$, $\theta = 20^\circ$	72,4
Contrôle passif, $\sigma = 100\%$, $\theta = 20^\circ$	67
Contrôle passif, $\sigma = 90\%$, $\theta = 30^\circ$	75,1
Contrôle passif, $\sigma = 100\%$, $\theta = 30^\circ$	70,7

Tableau 4.2 – Valeur de la largeur du sillage, H' en mm.

En nous inspirant des travaux de Roshko [130] et de Bearman [14], on propose maintenant de déterminer une nouvelle longueur caractéristique de l'écoulement, H' . Celle-ci est définie comme la

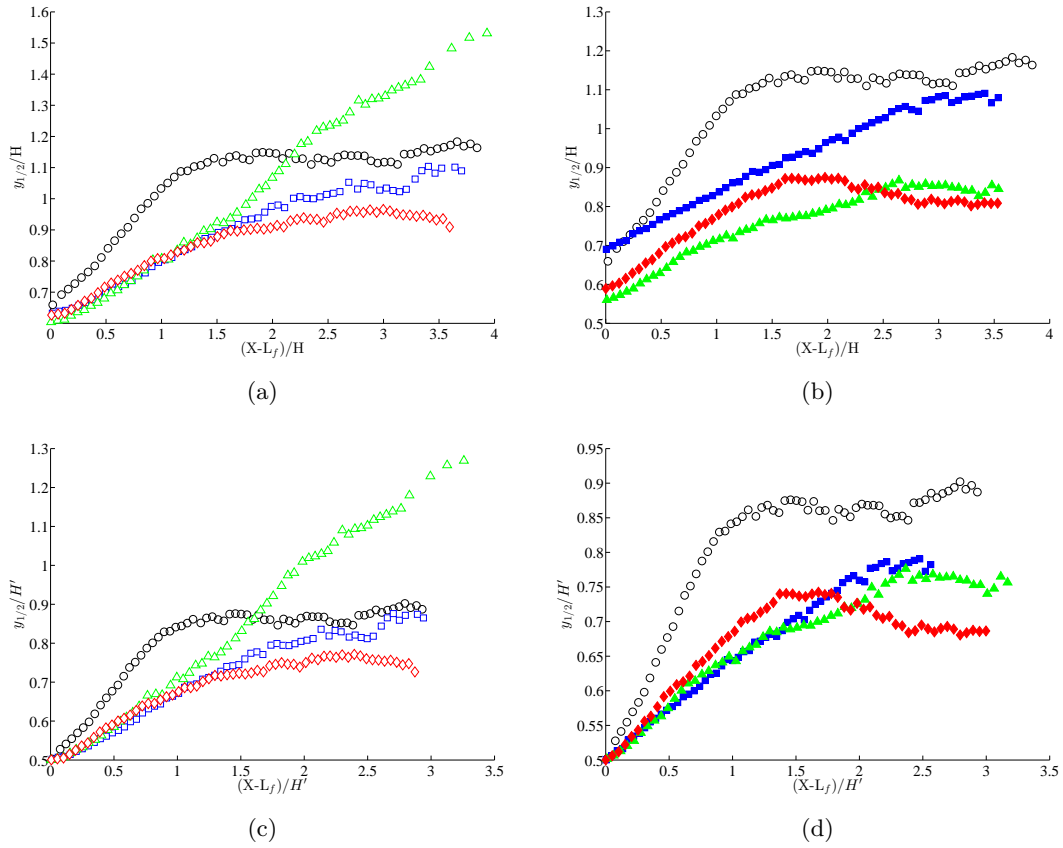


FIGURE 4.10 – Évolution de l'épaisseur du demi-sillage $y_{1/2}$ à l'arrière du cylindre adimensionnée par H pour $Re = 4.10^4$. (a) $\sigma = 90\%$, configurations : \circ Non contrôlé, \square contrôle auto-adaptatif, contrôle passif, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$. (b) $\sigma = 100\%$, configurations : \circ Non contrôlé, \blacksquare contrôle auto-adaptatif, contrôle passif, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$.

largeur du sillage (ou encore le double de $y_{1/2}$) en $X = L_f$, c'est à dire à l'endroit dans l'écoulement où les tourbillons se forment. Les valeurs de H' sont reportées dans le tableau 4.2. On observe que pour l'ensemble des configurations, la valeur de H' est du même ordre de grandeur et est environ 25% plus grande que H . On en déduit que le centre des deux zones de recirculation présentes à l'arrière du cylindre en moyenne a été repoussée vers l'arrière, mais que leur largeur reste comparable à la largeur des tourbillons pour le cas non contrôlé. En effet, par définition, la grandeur H' représente la taille de l'obstacle en lui-même, vu par l'écoulement. Il semble donc intéressant d'utiliser cette grandeur pour adimensionner les grandeurs spatiales que l'on présentera dans la suite du manuscrit. Commençons par nous intéresser à l'effet qu'a cette normalisation sur le profil du demi-sillage en comparant les figures 4.10(a) et 4.10(b) aux figures 4.10(c) et 4.10(d). L'effet de cet adimensionnement est plus marquant pour les configurations contrôlées avec $\sigma = 100\%$, pour lesquelles les courbes ont tendance à se superposer les unes aux autres jusqu'à environ $1,5 H'$. En revanche, l'effet pour les configurations poreuses est moins frappant. Comparons maintenant les configurations contrôlées les unes aux autres.

Si l'on considère que H' représente bien la taille de l'obstacle vu par l'écoulement, on montre donc que contrairement à ce que l'on aurait pu penser au départ, les volets ne contribuent pas au

blocage de l'écoulement et ce même pour les configurations non poreuses. Ce constat vient confirmer les hypothèses formulées à la fin du chapitre 3. Si on a montré que la présence des volets influait drastiquement sur la longueur de la recirculation, il n'en est pas de même pour la largeur du sillage dans l'immédiate proximité du cylindre. Cela montre également que s'intéresser uniquement aux grandeurs liées aux moments statistiques d'ordre 1 n'est pas suffisant si l'on veut démontrer une certaine forme d'universalité entre l'écoulement contrôlé et l'écoulement naturel.

2.3 Échelle liée aux fluctuations de vitesse, X_{MAX}

On propose maintenant d'adopter une normalisation comparable à celle proposée par Goujon, Jenffer et Wesfreid [63] et Paranthoën et al. [110]. Étudiant le sillage proche d'un cylindre par le biais de mesures anémométriques, Paranthoën et al. mettent en évidence l'existence d'une forme universelle de l'évolution des profils de vitesses sur la ligne centrale du cylindre indépendamment du nombre de Reynolds. Cette adimensionalisation est conditionnée par la valeur du maximum des fluctuations de vitesse et la position de ce maximum. Il propose une adimensionnalisation du type $X \equiv (X - L_f)/X_{MAX}$ pour l'évolution de la vitesse moyenne et du type $X \equiv (X/X_{MAX})$ pour les fluctuations de vitesse. D'autre part, il normalise la vitesse moyenne par la vitesse de convection de l'écoulement sur le côté et pour une position longitudinale située dix diamètres en aval de l'obstacle. Les fluctuations de vitesses sont, quant à elles, normalisées par leur maximum. Il montre ainsi que pour un cylindre à section circulaire, l'apparition des instabilités peut être liée à la valeur critique d'un terme dépendant de l'intensité des couches de cisaillement et de l'espacement entre ces couches à la fin de la zone de recirculation à l'arrière du cylindre.

Sachant que notre dispositif de contrôle agit directement sur les couches de cisaillement qui se développent sur le côté, il semblait intéressant d'adopter une approche similaire afin de comparer l'évolution des moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale. Pour cela, on introduit la grandeur X_{MAX} qui correspond à l'abscisse du maximum des fluctuations de la vitesse transverse, $\sqrt{v'^2}_{MAX}$. On choisit d'adopter la même normalisation que Paranthoën et al. [110] pour les grandeurs spatiales, le tenseur de Reynolds et l'énergie cinétique. En revanche, la vitesse moyenne est normalisée par son maximum mesuré sur le champ de vitesse, comme on peut le voir sur la figure 4.11(a). Cette normalisation permet de montrer que les profils de vitesses moyennes dans les cas contrôlés tendent à se superposer au profil obtenu pour l'écoulement non contrôlé. La figure 4.11(b) présente les fluctuations de la vitesse longitudinale adimensionnées. La normalisation est moins efficace et ne permet pas d'arriver à un consensus, en particulier pour la configuration contrôlée auto-adaptative avec $\sigma = 100\%$ pour laquelle le quotient $\sqrt{u'^2}/\sqrt{u'^2}_{MAX}$ est environ 20% plus faible que pour les autres profils à l'extrémité du champ d'investigation. On avait déjà vu que les résultats de fluctuations de la vitesse longitudinale pour cette configuration se distinguaient des autres configurations contrôlées. En effet, c'est la seule pour laquelle le maximum de $\sqrt{u'^2}$ dépasse le maximum observé pour le cas non contrôlé. Si on s'intéresse maintenant aux fluctuations de vitesse transverse proposées sur la figure 4.11(c), on observe que les profils se superposent les uns aux autres. Il en est de même pour le profil de l'énergie cinétique turbulente de la figure 4.11(d), même si on observe quelques disparités dans la partie décroissante de la courbe pour la partie la plus éloignée de l'obstacle. Cela est dû au fait que dans le sillage, les fluctuations de vitesse transverse et longitudinale atteignent des valeurs comparables. L'énergie cinétique turbulente dépend par définition de u'^2 et v'^2 , il est normale que l'on retrouve les disparités rapportées pour les fluctuations de vitesse longitudinale. En utilisant cette

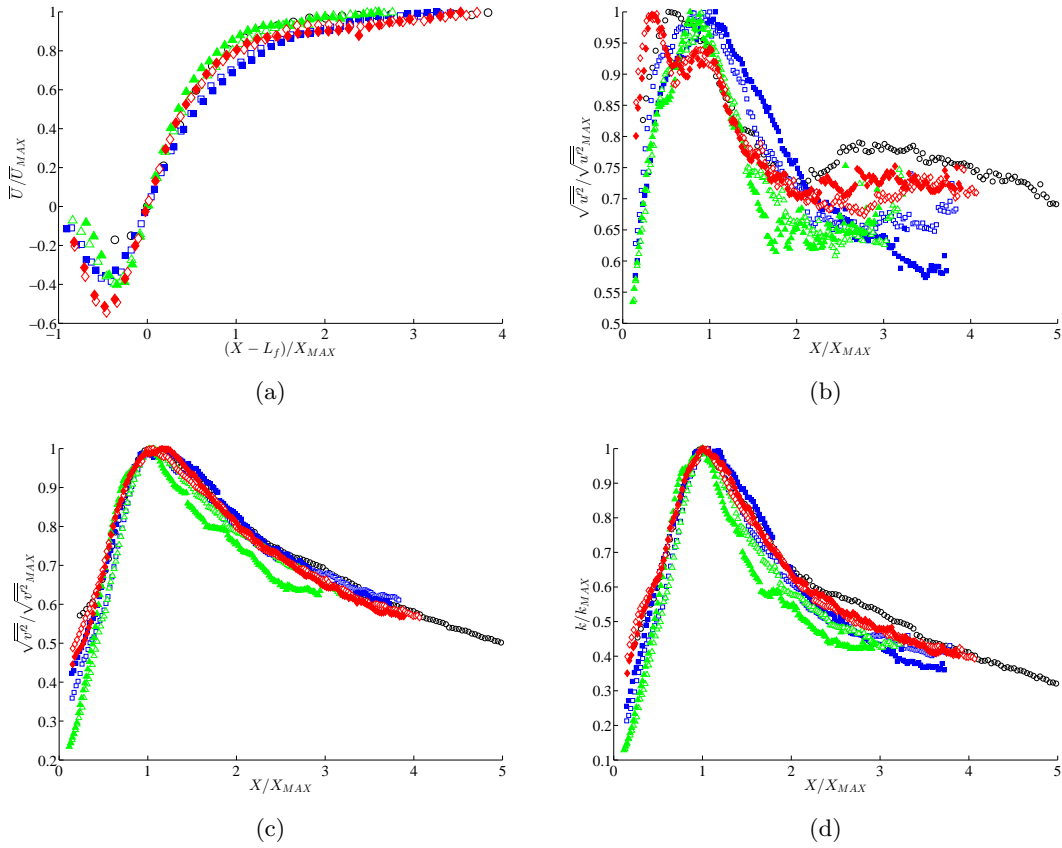


FIGURE 4.11 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale derrière le cylindre ($Y/H = 0$) à $Re = 4.10^4$. L'abscisse est normalisée par X_{MAX} défini comme l'abscisse pour laquelle $\sqrt{v(X_{MAX})^2} = \sqrt{v^2}_{MAX} = \max(\sqrt{v(X)^2})$. Configurations : \circ Non contrôlé, contrôle auto-adaptatif \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 20^\circ$ \triangle $\sigma = 90\%$ et \blacktriangle $\sigma = 100\%$, contrôle passif $\theta = 30^\circ$ \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$.

normalisation, on met finalement en évidence l'existence d'une forme quasi-universelle des profils de vitesse sur l'axe central entre l'écoulement naturel et l'écoulement contrôlé passivement et par des dispositifs auto-adaptatifs. D'autre part, on montre qu'en moyenne, l'effet du contrôle passif et auto-adaptatif est comparable, i.e. ces deux dispositifs de contrôle agissent de manière similaire sur les grandeurs moyennes.

3 Synthèse

L'effet du contrôle sur le sillage à proximité du cylindre et en particulier sur les grandeurs qui caractérisent ce dernier a été mis en évidence par l'étude des profils de vitesse sur la ligne centrale ($Y = 0$). On a également montré que la forme des profils pour les moments statistiques d'ordre 1 et 2 de la vitesse était peu modifiée par le contrôle quelle que soit la configuration étudiée. En moyenne, l'effet des deux dispositifs de contrôle (passif et auto-adaptatif) est comparable. Cependant, l'étude des

profils $\overline{u'^2}$ fait apparaître, pour certains cas, deux pics distincts qui pourraient être liés à l'existence d'un forçage des structures vorticitaires liées au mode B par le contrôle. L'étude proposée ici ne permet pas de conclure sur ces observations. La bonne répétabilité des expériences pour les moments statistiques d'ordre faible a été confirmée en comparant les profils obtenus par PIV2C et LDV2C. De plus pour la gamme de Re étudiée ici, les résultats semblaient peu dépendants de ce paramètre. Seuls les résultats obtenus pour $Re = 4.10^4$ seront donc considérés dans la suite du manuscrit.

Par la suite, trois échelles caractéristiques de l'écoulement ont été identifiées et étudiées : la longueur de recirculation, la largeur du sillage et une grandeur caractéristique liée aux fluctuations de vitesse. Le contrôle de l'écoulement par le dispositif bio-inspiré a pour effet d'allonger la longueur de recirculation et de ralentir l'expansion du sillage. Néanmoins, en $X = L_f$ la largeur du sillage contrôlée est comparable à celle estimée dans le cas naturel. Ce résultat tend à prouver que les volets ne contribuent pas au blocage de l'écoulement et ce même pour les configurations non-poreuses. En utilisant une normalisation des grandeurs de l'écoulement conditionnée par la valeur du maximum des fluctuations de vitesse et la position de ce maximum, on a mis en évidence l'existence d'une forme quasi-universelle des profils de vitesse sur l'axe central en aval du cylindre.

L'ensemble de ces résultats montre que l'action du contrôle exercée ici se concentre sur le sillage à l'immédiate proximité du cylindre et que le dispositif agit principalement sur les plus grandes échelles de l'écoulement et sur sa partie cohérente plutôt que sur la turbulence. Cependant, on ne peut se contenter des seuls profils sur l'axe central du cylindre pour comprendre comment lier la réduction de traînée mesurée et les modifications observées dans l'écoulement. On propose donc dans la suite de ce manuscrit de nous intéresser aux champs de vitesse dans le sillage proche du cylindre et d'appliquer à ces derniers une méthode d'analyse permettant d'identifier les grandeurs de l'écoulement qui contribuent à la traînée.

Chapitre 5

Estimation de la traînée par analyse du sillage : Effet du contrôle

Dans ce chapitre, on propose de faire le lien entre les modifications de la topologie de l'écoulement qui découlent de l'utilisation des dispositifs de contrôle d'écoulement développés dans le cadre de cette thèse et la réduction de traînée mesurée par balance. Pour cela, on propose d'estimer la traînée en appliquant la méthode d'analyse du sillage introduite au chapitre 1.

1 Statistique du champ de vitesse contrôlé : Moments statistiques

1.1 Statistique du champ de vitesse contrôlé : Moments statistiques d'ordre 1

On présente sur les figures 5.1(a) et 5.1(b), la comparaison entre les champs de vitesse moyenne longitudinale pour les cas contrôlés auto-adaptatif, passif (avec volets poreux et non-poreux) et naturel à $Re = 4.10^4$ obtenus par PIV2C autour et dans le sillage proche du cylindre. Le cylindre et les volets sont représentés en blanc sur les champs de vitesse. On notera que pour la configuration de contrôle auto-adaptatif, la position angulaire du volet correspond à l'angle moyen du volet mesuré par traitement d'image. D'autre part, on peut remarquer que l'ombre induite par l'obstacle (zone rectangulaire représentée en bleu foncé autour de ce dernier) ne permet d'accéder aux champs de vitesse que sur un seul des côtés du cylindre. Néanmoins, les sillages du cylindre naturel comme contrôlé sont symétriques selon le plan médian (plan OXZ). Les observations qui seront faites sur la partie visible du champ de vitesse restent valables pour le côté masqué. L'écoulement va de la gauche vers la droite du champ et les vitesses sont adimensionnées par la vitesse mesurée en entrée de veine, U_∞ . Enfin les grandeurs spatiales sont normalisées par H' , la largeur du sillage mesurée en $X = L_f$, i.e. à l'extrémité de la zone de recirculation. L'axe longitudinal X est translaté pour que son origine corresponde à L_f . Cette normalisation correspond à celle proposée au chapitre précédent.

Les résultats pour l'écoulement naturel, ayant déjà été discutés au chapitre 2, on va donc se focaliser ici sur les champs de vitesse contrôlés. Une comparaison rapide de l'ensemble des champs permet de mettre en évidence le fait que pour toutes les configurations de contrôle, l'effet de ce dernier sur le champ de vitesse moyenne longitudinale est qualitativement identique.

En effet, comme pour l'écoulement naturel, les champs de vitesse moyenne longitudinale contrôlés

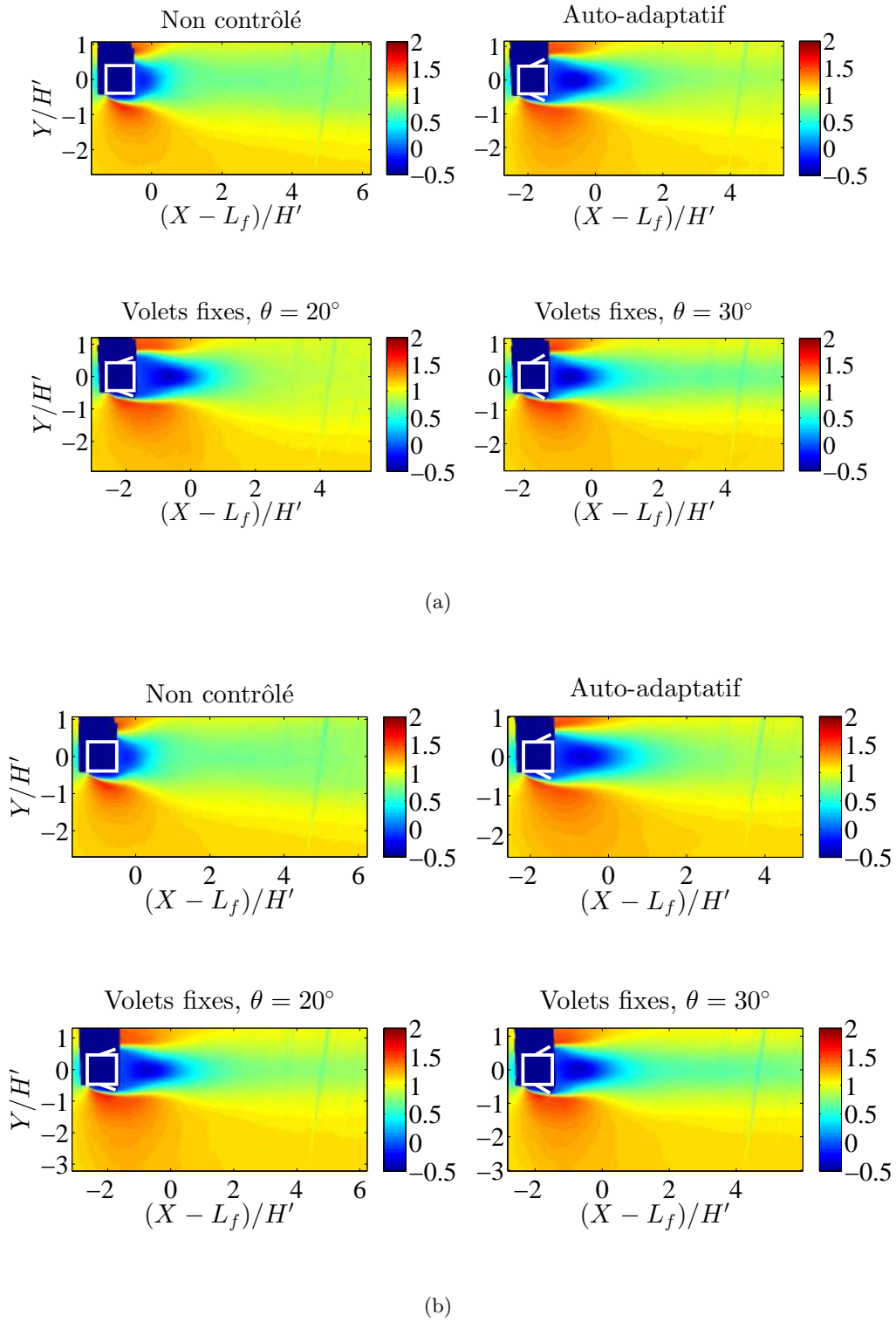


FIGURE 5.1 – Champ de vitesse longitudinale, moment statistique d'ordre 1 à $Re = 4.10^4$ et pour (a) $\sigma = 90\%$ et (b) $\sigma = 100\%$. Tous les termes sont normalisés par U_∞ .

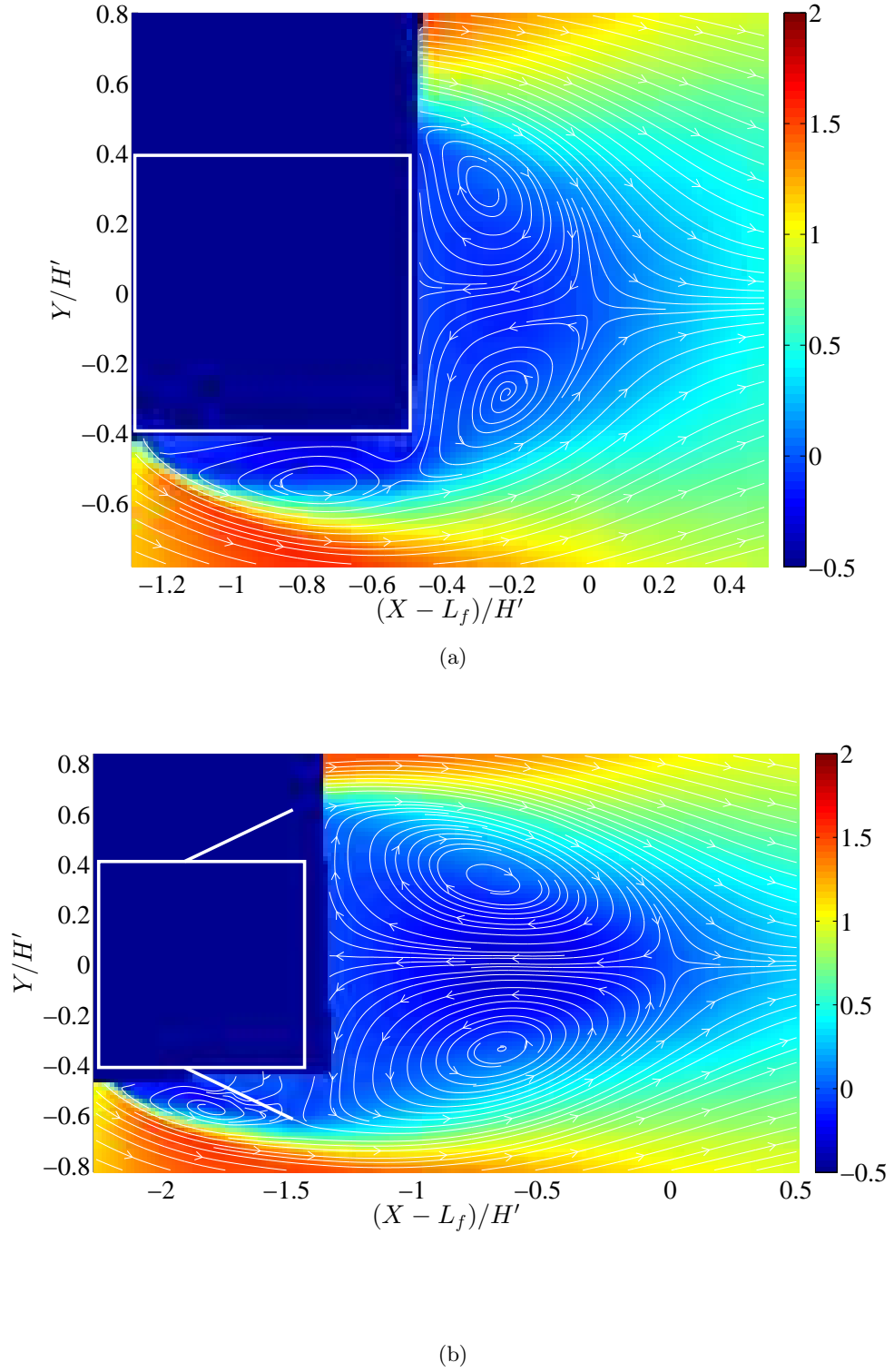


FIGURE 5.2 – Champ de vitesse longitudinale, moment statistique d'ordre 1 à $Re = 4.10^4$. Les lignes de courant moyennes sont superposées au champ de vitesse et sont représentées en blanc. Configurations : (a) non contrôlée et (b) contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 90\%$.

font apparaître deux zones de déficit de vitesse distinctes à l'immédiate proximité du cylindre. Intéressons-nous tout d'abord à la zone de déficit de vitesse qui se situe à l'arrière de l'obstacle et qui correspond à la zone dans laquelle se développent en moyenne deux structures contrarotatives, comme on peut le voir sur les figures 5.2(a) et 5.2(b). On représente, sur ces figures, le champ de vitesse moyenne longitudinale sur lequel on a juxtaposé les lignes de courant. Ces champs sont donnés pour la configuration non contrôlée et la configuration de contrôle auto-adaptative poreuse ($\sigma = 90\%$) respectivement, mais les observations restent valables pour le reste des configurations contrôlées. On remarque que le contrôle a pour effet d'allonger la zone de déficit arrière, ce qui correspond à l'allongement de la zone de recirculation, les centres des structures tourbillonnaires étant repoussés en aval. Ces observations sont en accord avec l'élévation de pression moyenne observée au chapitre 3 sur la distribution de pression en aval de la position du bord d'attaque des volets.

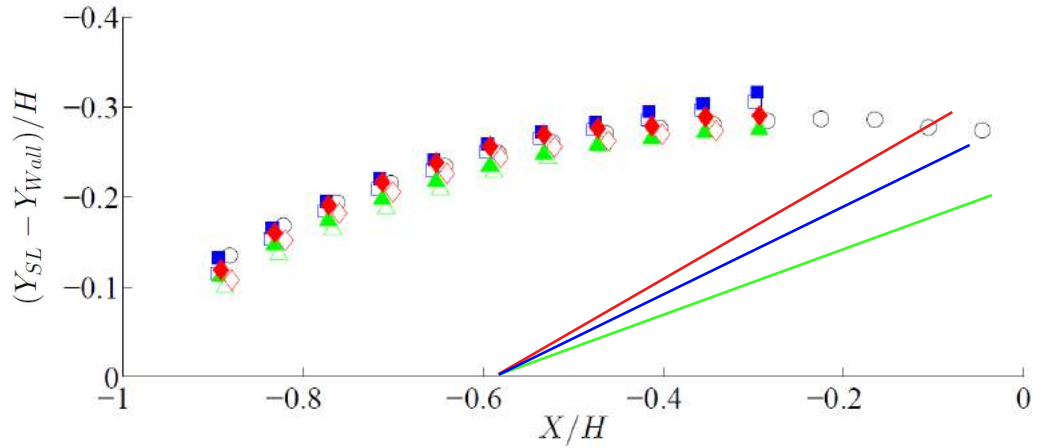


FIGURE 5.3 – Position moyenne du centre de la zone de cisaillement Y_{SL} à $Re = 4.10^4$. Configurations : \circ non contrôlée, \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$. Les traits représentent la position du volet pour - $\theta = 20^\circ$, - $\theta = 30^\circ$ et - $\theta = 26^\circ$ correspondant à l'angle moyen pour les configurations auto-adaptatives.

La seconde zone de déficit de vitesse prend naissance au niveau du coin avant du cylindre et s'étend longitudinalement sur tout le côté du cylindre. Une des premières observations est donc que le dispositif de contrôle n'a pas pour effet de changer la position du point de décollement, qui reste donc lié à la géométrie de l'obstacle comme l'on pouvait s'y attendre. Cependant et comme on l'avait déjà montré au chapitre 3, la présence des volets a pour effet de repousser vers l'avant la structure tourbillonnaire qui existe dans cette zone. On avait alors fait l'observation que la largeur de la zone de déficit n'était pas pour autant augmentée, ce que semblent confirmer les champs de vitesse. Afin de valider cette hypothèse, on compare la position moyenne de la zone de cisaillement ($Y_{SL} - Y_{Wall}$ où Y_{SL} désigne la position moyenne du centre de la zone de cisaillement et Y_{Wall} correspond à la position de la paroi du cylindre) pour les cas naturel et contrôlés sur la figure 5.3. L'estimation de la position de la couche de cisaillement moyenne est réalisée par détection du maximum de la dérivée du profil de vitesse moyenne longitudinale selon y . Cette méthode est similaire à celle proposée par Lyn et Rodi dans [89]. On remarquera que les profils contrôlés sont tracés seulement pour $X/H \leq -0,3$. En effet, à l'aval du point $X/H = -0,3$, l'extrados du volet est proche de la zone de cisaillement et affecte donc

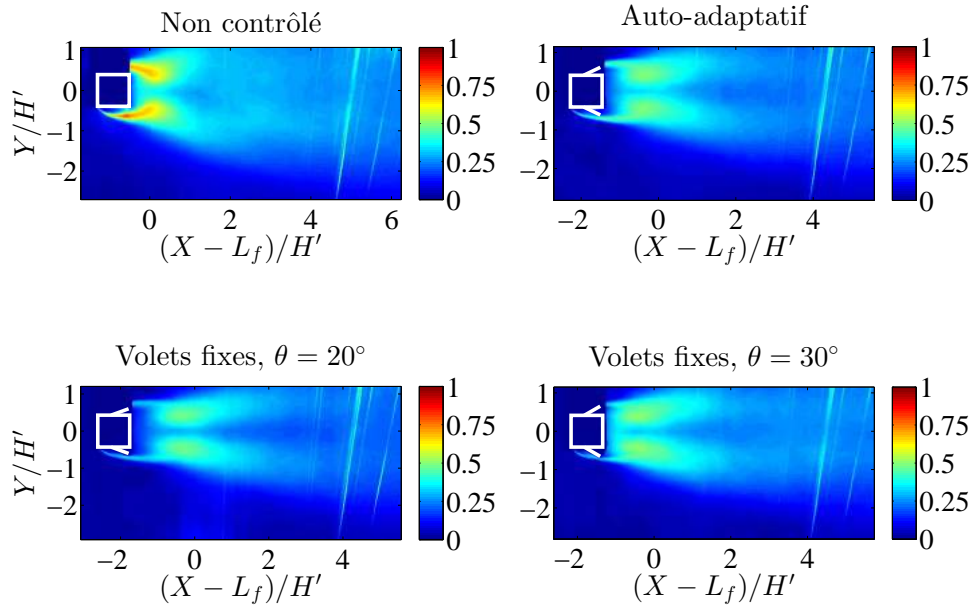
le champ de vitesse, ce qui a pour effet de fausser l'estimation. Pour faciliter la lecture de la figure, on adopte une normalisation "classique", i.e. les grandeurs spatiales sont adimensionnées par la longueur du côté du cylindre, H . Cette figure montre que la position moyenne de la couche de cisaillement estimée pour l'ensemble des cas contrôlés coïncide avec celle de l'écoulement naturel en moyenne, ce qui confirme définitivement notre hypothèse de départ. Enfin la figure 5.3 sur laquelle sont également représentés les volets montre que ces derniers interagissent directement avec la couche de cisaillement. On va donc explorer cet aspect en s'intéressant maintenant aux champs de vitesse turbulente et en particulier aux fluctuations de vitesse longitudinale.

1.2 Statistiques du champ de vitesse turbulent : Moment statistique d'ordre 2 projeté sur l'axe X

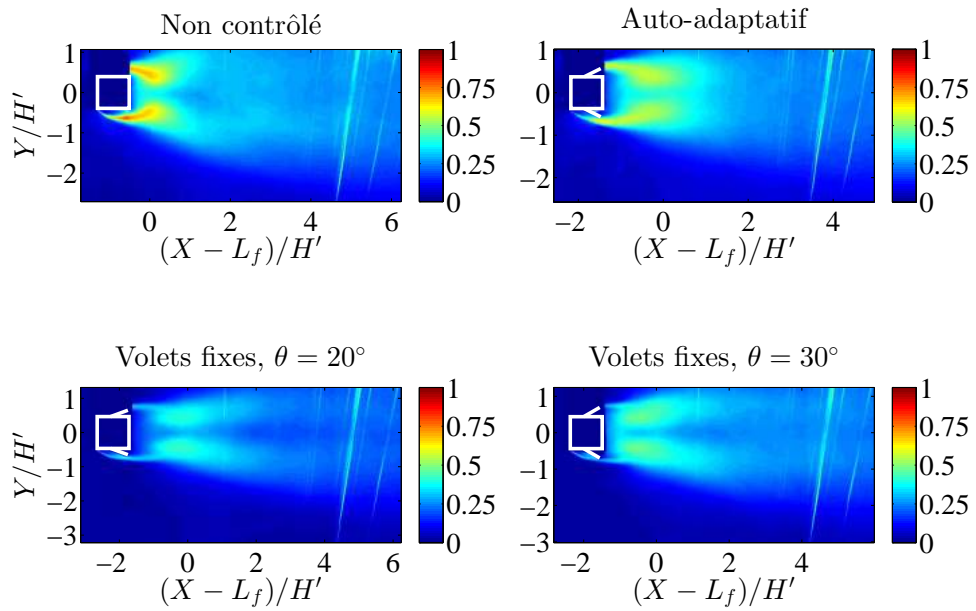
Il est entendu qu'une modification du champ de vitesse moyenne par le système de contrôle s'accompagne également de la modification du champ de vitesse fluctuante. On s'intéresse ici dans un premier temps aux moments statistiques d'ordre 2 projeté sur l'axe X , c'est-à-dire $\sqrt{u'^2}$ normalisée par la vitesse en entrée de veine. Il est à noter que l'on adopte les mêmes critères pour la normalisation des grandeurs spatiales que pour les champs de vitesse moyenne. Une observation de l'ensemble des champs de vitesses fluctuantes (figures 5.4(a) et 5.4(b)) montre que le contrôle affecte particulièrement l'intensité de cette grandeur.

En effet, le champ non contrôlé présente deux zones de maximum d'intensité symétriques par rapport au plan OXY. Ces maxima correspondent à la région de cisaillement qui se développent sur chaque côté du cylindre à partir du point de décollement. Ces lobes s'étendent sur le côté du cylindre avant de s'enrouler vers l'intérieur du sillage à l'arrière de l'obstacle. Ce phénomène correspond à la naissance dans la couche de cisaillement des tourbillons de Kelvin-Helmoltz qui sont ensuite convectés vers l'arrière du cylindre tout en gagnant en intensité. Ce phénomène se traduit par une augmentation de l'intensité des fluctuations de la vitesse longitudinale au fur et à mesure que l'on se déplace du point de décollement vers l'aval du cylindre. La valeur de $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ atteint un maximum local de 0,79 en $(X - L_f)/H' = -0,58$ et $Y/H' = \pm 0,62$. Ce résultat est en adéquation avec les observations de Huang et al. [71] qui par le biais de l'analyse vidéo du sillage d'un cylindre carré (ensemencé par de la fumée), observent un battement maximum de la couche de cisaillement au niveau des coins arrières du cylindre. Cette région se situe dans la zone qui constitue la limite entre les zones de recirculation qui se développent sur le côté et à l'arrière du cylindre. Les valeurs sont en accord avec les résultats expérimentaux de Goosseens [62] pour le champ de vitesse autour d'un cylindre carré à $Re = 2,2 \cdot 10^4$ et ceux de Oudheusden et Scarano [106]. La valeur maximale au centre des lobes (second maximum) où les fluctuations de vitesse sont les plus intenses est égale à 0,68. Ce maximum local est situé légèrement en amont du point de stagnation ($X = L_f$) et en $Y/H' \approx 0,5$. Dans le sillage, après la zone de recirculation, l'intensité des fluctuations de vitesse longitudinale diminue radicalement et tend à s'homogénéifier pour $(X - L_f)/H' \geq 1,5$.

Concernant les configurations contrôlées, les champs de $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ font clairement apparaître un effet d'atténuation par le dispositif de contrôle. On distingue les cas où le contrôle est auto-adaptatif, des cas où il est passif. Une des premières observations, pour la configuration de contrôle auto-adaptatif, est que la position du bord de fuite du volet tend en moyenne à se positionner au niveau de ce qui constituait la position du maximum des fluctuations de la vitesse longitudinale pour l'écoulement naturel. Cela confirme que dans le cas où ils sont laissés libres de battre, les volets seront pilotés par le battement des couches de cisaillement. Le premier maximum local est donc déplacé latéralement



(a)



(b)

FIGURE 5.4 – Champ de vitesse, moment statistique d'ordre 2, vitesse projetée sur x , $\sqrt{u'^2}$, à $Re = 4.10^4$ (a) pour $\sigma = 90\%$ et (b) pour $\sigma = 100\%$. Tous les termes sont normalisés par U_∞ .

(d'environ $0,1H$) au dessus du bord de fuite du volet tandis que la position longitudinale est inchangée. De plus, on peut supposer que la présence des volets affecte la manière dont les structures de Kelvin-Helmoltz se développent dans la couche de cisaillement. Les dispositifs de contrôle semblent agir comme un amortisseur local pour les fluctuations de vitesse longitudinale. Le maximum local des fluctuations de la vitesse est réduit de 37% pour les volets poreux ($\sigma = 90\%$) et de 19% dans le cas où les volets sont pleins ($\sigma = 100\%$). En aval des volets, comme pour l'écoulement naturel, on observe deux poches de fluctuations maximales qui se développent de chaque côté du cylindre et s'enroulent ensuite dans la direction de la ligne centrale du sillage. On repère ainsi l'existence du second maximum local, situé à la même position transverse que dans le cas non contrôlé (i.e. à $0,5H'$ de la ligne centrale) mais qui apparaît en amont de la fin de la zone de recirculation (à environ 25% de $X = L_f$). De même que pour le premier maximum local, l'intensité de $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ est réduite de 25% pour les volets poreux ($\sigma = 90\%$) et de 18% dans le cas où les volets sont pleins ($\sigma = 100\%$). On montre ainsi qu'il existe un effet de la porosité sur la grandeur d'intérêt étudiée ici, puisque le contrôle poreux auto-adaptatif semble être plus efficace pour réduire les fluctuations de vitesses longitudinales que le même cas avec volets pleins. Enfin, dans le sillage, les fluctuations de la vitesse diminuent et s'homogénéisent rapidement (pour $(X - L_f)/H' \geq 1,5$) pour atteindre des valeurs comparables à celles obtenues à la même abscisse longitudinale pour l'écoulement non contrôlé. On constate qu'il en est de même pour les configurations contrôlées passivement. On peut donc en déduire que sans changer radicalement la façon dont les fluctuations de vitesse longitudinale évoluent spatialement autour et dans le sillage du cylindre (à la longueur de recirculation près), le contrôle auto-adaptatif a pour effet de réduire leur intensité.

Intéressons-nous maintenant à l'effet du contrôle passif sur $\sqrt{u'^2}/U_\infty$. De la même manière que précédemment, on observe deux maxima locaux pour les fluctuations de vitesse longitudinale. Le premier est à la même position que celui mesuré pour le cas non contrôlé, et on observe une réduction du maximum local des fluctuations de vitesse de l'ordre de 50% pour l'ensemble de configurations. Pour le maximum local en aval du cylindre, on observe une réduction des fluctuations de 23 et 28% pour une position angulaire du volet à 30° ($\sigma = 90\%$ et 100% respectivement) et de 28 et 36% pour une position angulaire du volet à 20° ($\sigma = 90\%$ et 100% respectivement). On observe donc que contrairement au cas auto-adaptatif, le contrôle a une action plus importante sur $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ pour les volets non-poreux avec des volets fixes. D'autre part, si on s'intéresse maintenant à la position de ce maximum local, on réalise que sa position transverse reste inchangée. Cependant, la position du maximum est située à environ 15% et 33% de la fin de la longueur de formation pour $\theta = 30^\circ$ et $\theta = 20^\circ$ respectivement. Si on compare ces résultats à ceux des configurations auto-adaptatives pour lesquelles, on mesure un angle moyen de 26° , on peut établir une relation entre la position du second maximum local et la position angulaire des volets. Plus l'angle est important, plus la position du maximum est proche de L_f et donc moins l'enroulement de la couche de cisaillement est important, ce qui a pour effet de repousser la position du maximum vers l'aval de l'écoulement. On peut faire un parallèle avec les résultats de Sakamoto et al. [132] qui réalise le contrôle d'un cylindre carré à l'aide d'un cylindre circulaire de petite dimension placé dans la zone où les couches de cisaillement se développent. Ils proposent qu'il existe un équilibre entre le champ de pression à l'arrière du cylindre dont dépend le coefficient de traînée du système C_D , la force des structures tourbillonnaires qui se développent le long de la couche de cisaillement et la position de l'enroulement de ces dernières. Cependant si on corrèle ces données avec les valeurs de réduction de traînée présentées au chapitre 3, on peut énoncer l'hypothèse que c'est la diminution de l'intensité des fluctuations de vitesse longitudinale qui prime ici. On rappelle que la réduction de traînée maximale mesurée est obtenue pour la configuration passive avec $\theta = 20^\circ$. Ce

résultat est en accord avec les conclusions de Sakamoto qui montre que ce sont les efforts fluctuants qui sont le plus impactés par les modifications apportées par le contrôle sur la couche de cisaillement, par rapport aux efforts moyen.

Au final, on a montré que le sillage proche du cylindre est affecté par la présence des volets, ce qui se traduit par un changement de la topologie de l'écoulement. D'autre part, ces dispositifs de contrôle, qu'ils soient utilisés de manière passive ou auto-adaptative, permettent de réduire significativement l'intensité avec laquelle les structures de la couche de cisaillement se développent sur le côté du cylindre. Ce phénomène aboutit à une diminution de l'intensité des fluctuations de vitesse longitudinale dans le sillage à proximité du cylindre. En première hypothèse, on peut penser que l'ensemble de ces modifications induit la diminution de traînée relevée précédemment. Cette diminution pourrait également impliquer une modification de la dynamique du sillage. On va donc maintenant essayer de vérifier cette hypothèse et montrer comment on peut relier ces changements à la réduction des efforts. Pour cela, on utilise une méthode d'estimation de la traînée basée sur l'analyse du sillage. De plus, cette méthode nous permettra de distinguer les différents mécanismes de l'écoulement qui contribuent à la traînée et d'identifier l'effet des volets sur chacune de ces contributions.

2 Estimation de la traînée par analyse du sillage : Outils d'analyse pour l'application pratique au cas de l'étude

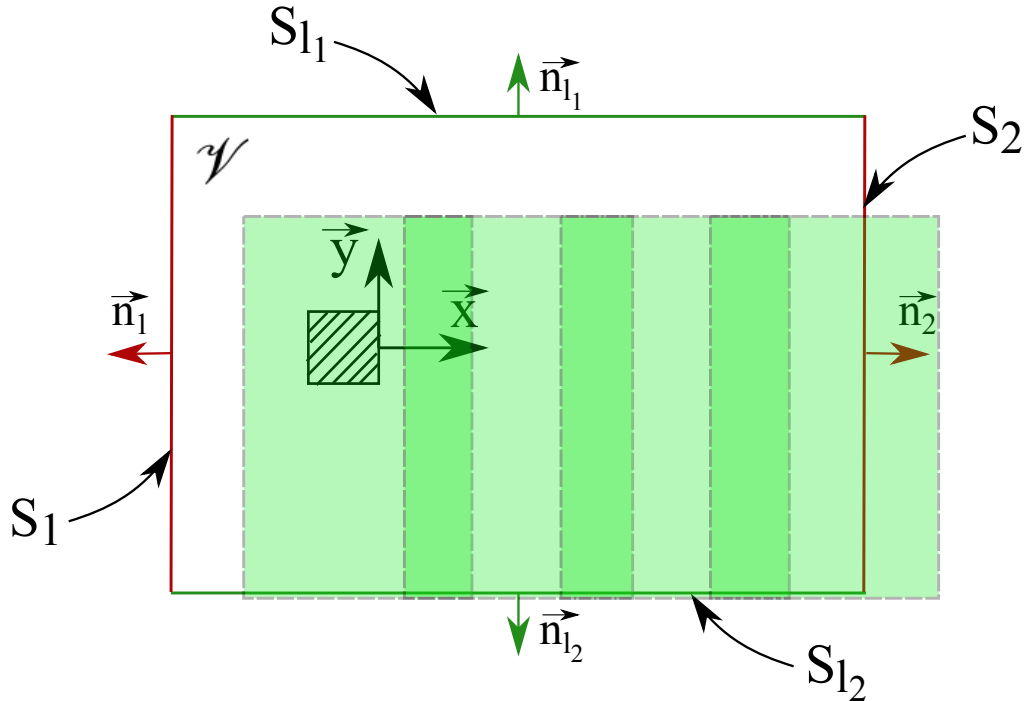


FIGURE 5.5 – Schéma du volume et des surfaces de contrôle autour du cylindre carré.

Dans le cas de l'étude décrite dans cette thèse, il s'agit de réaliser une analyse du sillage afin d'essayer de déterminer sur quels termes de ce bilan le contrôle a des effets. Le lien entre les grandeurs

2. ESTIMATION DE LA TRAÎNÉE PAR ANALYSE DU SILLAGE : OUTILS D'ANALYSE POUR L'APPLICATION PRATIQUE AU CAS DE L'ÉTUDE

de l'écoulement et les efforts découle de la loi fondamentale de la mécanique (ou seconde loi de Newton) qui énonce le fait que la variation de quantité de mouvement d'un système est égale à la somme des forces qui lui sont appliquées. Afin de réaliser ce bilan, nous allons utiliser les mesures de u et v obtenues par PIV2C dans le sillage du cylindre. On aura donc accès aux grandeurs statistiques nécessaires à l'analyse. En effet, même si l'écoulement est tridimensionnel, les statistiques sont, quant à elles, quasiment bidimensionnelles, cette analyse devrait donc permettre d'effectuer un bilan réaliste des efforts exercés sur le cylindre. Le schéma de la figure 5.5 permet de visualiser la position des champs PIV2C par rapport au volume de contrôle considéré. Il est aisé de voir que malgré l'étendue des champs de vitesse, ces derniers ne permettent pas d'accéder à la vitesse sur l'ensemble du volume qui nous intéresse. On remarque en particulier que la section d'entrée et la partie supérieure du volume de contrôle ne sont pas comprises dans les champs mesurés. Afin de surmonter cet obstacle, on propose les hypothèses suivantes :

- La section d'entrée S_1 est prise suffisamment loin en amont de l'obstacle pour que la distribution de vitesse ne soit pas modifiée par la présence de l'obstacle. La vitesse est uniforme et égale à U_∞ sur toute la section S_1 . De plus, la vitesse transverse v est nulle sur cette section.
- Il existe une symétrie de l'écoulement par rapport au plan OXY, les résultats obtenus sur S_{l1} sont comparable à ceux obtenus pour S_{l2} .
- Pour une abscisse prise en amont du premier champ PIV, le produit $U_\infty \times V_\infty$ est négligeable. On rappelle que l'équation de quantité de mouvement moyenne projetée sur l'axe X donne :

$$U_j \frac{\partial U}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'u'_j}}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 U}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + F_{\eta_i}, \quad (\text{E-5.1})$$

où le premier terme du membre de gauche représente le transport de la vitesse moyenne dans la direction x_j . Le second terme désigne le transport des quantités fluctuantes par elles-mêmes (gradient des tenseurs de Reynolds). Ce terme s'apparente à un phénomène diffusif (mélange et homogénéisation de l'écoulement). Le premier terme du membre de droite caractérise la force visqueuse, le second terme correspond aux effets de la pression. Enfin le troisième et dernier terme représente les forces volumiques. On notera que dans le cas de notre application, les efforts liés à la pesanteur sont négligeables. Les différents termes de l'équation de notre zone d'intérêt sont tracés pour le cylindre non contrôlé à $Re = 4.10^4$ sur la figure 5.6. On remarque que l'ensemble des termes varie fortement pour $(X - L_f)/H' \leq 1$. Au-delà les évolutions de ces derniers sont beaucoup plus faibles. Si on considère chaque terme, on se rend compte que le terme lié à la viscosité est six ordres de grandeur inférieur aux autres termes. On peut donc en déduire que ce terme est négligeable dans le contexte de notre étude. On observe que les champs des termes liés au transport de la vitesse moyenne et celui lié au transport des quantités fluctuantes par elles-mêmes sont semblables, mais de signe opposé. En effet sur la figure 5.6(a), on observe que le terme d'advection de la vitesse moyenne présente deux zones négatives dont le maximum est centré en $(X - L_f)/H' = 0$ et $Y/H' = \pm 0,75$ alors que l'on a au contraire deux zones positives aux mêmes abscisses pour le terme de transport des quantités fluctuantes, sur la figure 5.6(b). Ce phénomène traduit la conversion d'une quantité de mouvement initialement portée par la vitesse moyenne en quantité de mouvement portée par les fluctuations de vitesses. On observe, à l'inverse, une zone centrée en $(X - L_f)/H' = 0,75$ et $Y/H' = 0$ où le terme de transport de la vitesse moyenne est positif et le terme de transport des fluctuations de vitesse négatif, ce qui correspond à une augmentation de la vitesse moyenne et une uniformisation des grandeurs fluctuantes. Ces observations sont en accord avec les champs de vitesse et profils de vitesse présentés précédemment. On s'intéresse maintenant au terme lié au gradient de pression calculé à partir des trois autres termes et qui est représenté sur la

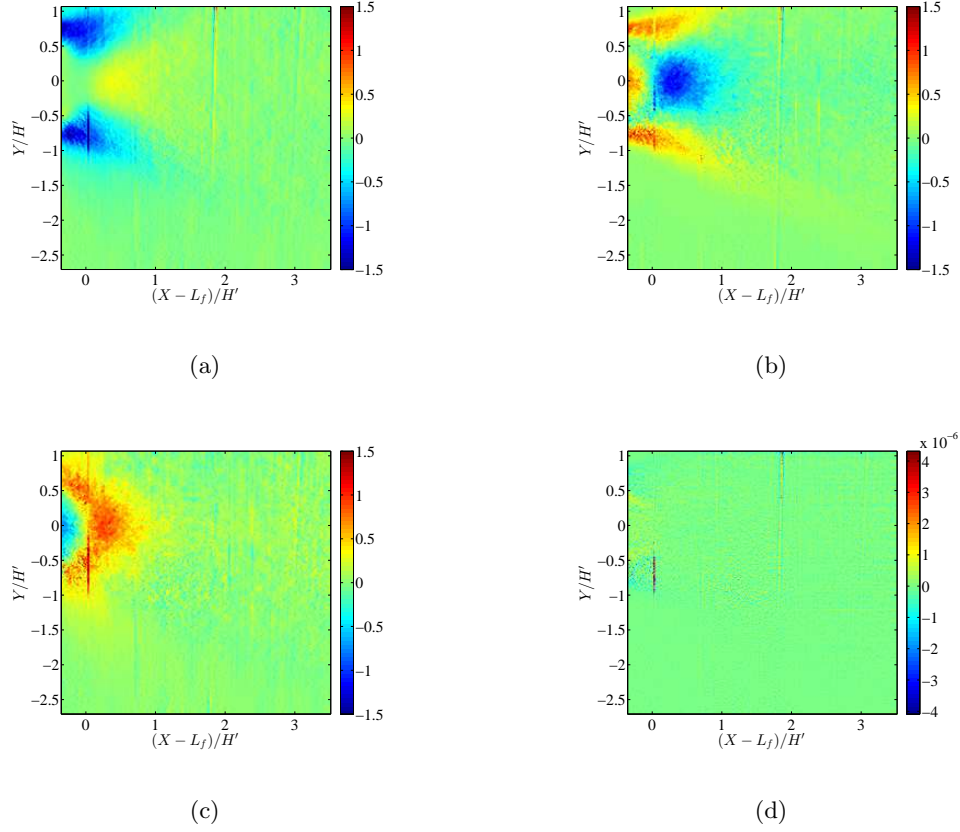


FIGURE 5.6 – Estimation des différents termes du bilan de quantité de mouvement projetés sur l’axe X dans le sillage du cylindre non contrôlé à $Re = 4.10^4$. (a) Termes de transport de la vitesse moyenne dans la direction x , (b) transport des quantités fluctuantes par elles-mêmes, (c) gradient longitudinal de la pression moyenne et (d) terme de viscosité. Les axes ont été adimensionnés par H' et L_f est prise comme origine virtuelle de l’axe X . Les grandeurs physiques sont normalisées par H'/U_∞^2 .

figure 5.6(c). On identifie sur cette figure, deux zones principales de signe opposé. La première est centrée sur $(X - L_f)/H' = -0,5$ et comprise entre $Y/H' = -0,5$ et $Y/H' = 0,5$. Dans cette zone, le gradient de pression projeté selon x est négatif. Dans ce cas, on peut interpréter cette zone comme un “bassin d’attraction” de la quantité de mouvement alors qu’au contraire dans la zone où le gradient de pression est positif (centré en $(X - L_f)/H' = 0,25$). On notera qu’il n’est pas possible dans le cas de ce bilan d’interpréter le champ du gradient de pression en terme de causalité vis-à-vis du champ de vitesse et inversement. En effet, par définition, un bilan quel qu’il soit, permet de mettre en évidence un équilibre entre différentes grandeurs, mais ne permet pas de comprendre comment on aboutit à cet équilibre.

On fait maintenant un bilan de quantité de mouvement sous forme intégrale sur le volume de contrôle \mathcal{V} décrit sur la figure 5.5. Le volume \mathcal{V} est délimité par les surfaces de contrôle S_1 , S_2 , S_{l1} et S_{l2} et inclut le modèle de l’étude. Ce bilan est donné comme directement proportionnel à la force qu’exerce le modèle sur le fluide, F_x . En intégrant l’équation E-5.1 sur le volume de contrôle et en

2. ESTIMATION DE LA TRAÎNÉE PAR ANALYSE DU SILLAGE : OUTILS D'ANALYSE POUR L'APPLICATION PRATIQUE AU CAS DE L'ÉTUDE

appliquant le théorème de Green-Ostrograski, on aboutit à la relation :

$$F_x = \oint \rho U(U_j \cdot n_j) dS + \oint \rho (\overline{u' u'_j} \cdot n_j) dS + \oint \frac{1}{\rho} (p \cdot n_j) dS. \quad (\text{E-5.2})$$

On en déduit que pour les sections du volume de contrôle définies pour l'étude et en respectant les hypothèses énoncées précédemment, on peut réécrire cette équation sous la forme :

$$\begin{aligned} F_x = & - \iint_{S_1} \rho U_1(x, y)^2 dS_1 + \iint_{S_2} \rho U_2(x, y)^2 dS_2 + \iint_{S_{l1}} \rho U_{l1}(x, y) V_{l1}(x, y) dS_{l1} \\ & + \iint_{S_{l2}} \rho U_{l2}(x, y) V_{l2}(x, y) dS_{l2} - \iint_{S_1} \rho \overline{u_1'^2}(x, y) dS_1 + \iint_{S_2} \rho \overline{u_2'^2}(x, y) dS_2 \\ & \iint_{S_{l1}} \rho \overline{u'_{l1}(x, y) v'_{l1}(x, y)} dS_{l1} + \iint_{S_{l2}} \rho \overline{u'_{l2}(x, y) v'_{l2}(x, y)} dS_{l2} \\ & - \iint_{S_1} P_1 dS_1 + \iint_{S_2} P_2 dS_2. \end{aligned} \quad (\text{E-5.3})$$

Or, on sait que l'intensité de turbulence en entrée de veine est inférieure à 0,25%, on a donc $u_1'^2 \ll U_1^2$, on peut donc négliger le terme $\iint \rho \overline{u_1'^2}(x, y) dS_1$. On remarque également que les termes intégrés sur les surfaces latérales, S_{l1} et S_{l2} sont de signes opposés et s'annulent deux à deux. D'autre part, on a défini la section d'entrée de telle sorte que $U_1(x, y) = U_\infty$, et $P_1 = P_\infty$. Enfin, on a vu au paragraphe 3.4 du chapitre 1 que pour le type d'écoulement étudié, on pouvait écrire $-\overline{v'^2} = \frac{P - P_\infty}{\rho}$, ce qui dans le cas particulier de l'étude permet d'aboutir la relation de l'équation E-5.4.

$$P_2(x_2, y_2) = P_\infty(x_2) - \rho \overline{v'^2}(x_2, y_2), \quad (\text{E-5.4})$$

x_2 et y_2 désignant respectivement l'abscisse et l'ordonnée des points de la section 2 et $P_\infty(x_2)$ la pression à l'extrémité du champ pour laquelle la vitesse moyenne longitudinale ne dépend que de x et est égale à $U_\infty(x_2)$. En introduisant l'ensemble de ces modifications à l'équation E-5.3, on aboutit à une nouvelle formulation de la force exercée sur le fluide de la forme :

$$\begin{aligned} F_x = & - \iint_{S_{1/2}} \rho [U_\infty^2 - U(x_2, y_2)^2] dS \\ & + \iint_{S_2} \rho (\overline{u'^2}(x_2, y_2) - \overline{v'^2}(x_2, y_2)) dS_2 \\ & - \iint_{S_{Cylindre}} [P_\infty(x_1) - P_\infty(x_2)] dS. \end{aligned} \quad (\text{E-5.5})$$

On peut montrer que le dernier terme de l'équation E-5.5 s'apparente en fait à une force d'Archimède (effort exercé par un fluide au repos dans lequel on a $P = f(x)$). On en déduit donc que ce terme aura pour effet d'augmenter la force apparente sur le cylindre, d'un facteur égal à $\Delta P(x) \times S$ où $S = HL$ désigne la surface du cylindre sur laquelle s'exerce cet effort. En faisant l'hypothèse que l'on se place sur un tube de courant à la limite du champ PIV2C dans la zone pour laquelle la vitesse moyenne longitudinale ne dépend que de x et la vitesse latérale ainsi que les tenseurs de Reynolds sont négligeables, on peut appliquer le théorème de Bernoulli afin d'établir une relation entre $P_\infty(x_1)$ et $P_\infty(x_2)$ telle que :

$$P_\infty(x_1) - P_\infty(x_2) = 0,5 \rho U_\infty^2 \left(\frac{U_\infty(x_2)^2}{U_\infty^2} - 1 \right). \quad (\text{E-5.6})$$

De plus, on peut réécrire le terme $\iint_{S_{1/2}} \rho [U_\infty^2 - U(x_2, y_2)^2] dS$ comme :

$$\begin{aligned} & \iint_{S_{1/2}} \rho [U_\infty^2 - U(x_2, y_2)^2] dS = \\ & \iint_{S_{1/2}} \rho U_\infty (U_\infty - U(x_2, y_2)) dS + \iint_{S_{1/2}} \rho U(x_2, y_2) (U_\infty - U(x_2, y_2)) dS. \end{aligned} \quad (\text{E-5.7})$$

Or la conservation du débit volumique permet d'écrire $\iint_{S_{1/2}} \rho (U_\infty - U(x_2, y_2)) dS = 0$. On obtient ainsi une nouvelle formulation de la force générée par le cylindre dans le fluide.

$$\begin{aligned} F_x = & \iint_{S_{1/2}} \rho U(x_2, y_2) (U(x_2, y_2) - U_\infty) dS \\ & + \iint_{S_2} \rho \left(\overline{u'^2}(x_2, y_2) - \overline{v'^2}(x_2, y_2) \right) dS_2 \\ & - \iint_{S_{Cylindre}} 0,5 \rho U_\infty^2 \left(\frac{U_\infty^2(x_2)}{U_\infty^2} - 1 \right) dS. \end{aligned} \quad (E-5.8)$$

Par définition, et selon la troisième loi de Newton, on a $F_x = -D$, où D désigne la force de traînée que le fluide exerce sur le cylindre. On propose de normaliser cette grandeur de manière "classique" en introduisant la grandeur $C_{D_{Wake}}$ qui correspond au coefficient de traînée estimé par la méthode d'analyse du sillage et qui est définie comme le rapport $\left(\frac{D}{0,5 \rho U_\infty^2 H L} \right)$ où ρ désigne la masse volumique du fluide, H et L le côté et la longueur du cylindre respectivement. On a donc :

$$\begin{aligned} C_{D_{Wake}} = & \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho U(x_2, y_2) (U_\infty - U(x_2, y_2))}{0,5 \rho U_\infty^2 H L} dy dz \\ & - \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^{\infty} \rho \frac{(\overline{u'^2}(x_2, y_2) - \overline{v'^2}(x_2, y_2))}{0,5 \rho U_\infty^2 H L} dy dz \\ & + \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-H/2}^{H/2} 0,5 \rho U_\infty^2 \left(\frac{U_\infty^2(x_2)}{U_\infty^2} - 1 \right) \frac{1}{0,5 \rho U_\infty^2 H L} dy dz. \end{aligned} \quad (E-5.9)$$

Soit au final,

$$\begin{aligned} C_{D_{Wake}} = & 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U(x_2, y_2) (U_\infty - U(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma \\ & + 2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\overline{v'^2}(x_2, y_2) - \overline{u'^2}(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma \\ & + \left(\frac{U_\infty^2(x_2)}{U_\infty^2} - 1 \right), \end{aligned} \quad (E-5.10)$$

avec $d\sigma = dy/H$. Dans le cas d'application de notre étude, cela revient à calculer :

$$\begin{aligned} C_{D_{Wake}} = & 4 \int_0^{y_{lim}} \frac{U(x_2, y_2) (U_\infty - U(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma \\ & + 4 \int_0^{y_{lim}} \frac{(\overline{v'^2}(x_2, y_2) - \overline{u'^2}(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma \\ & + \left(\frac{U_\infty^2(x_2)}{U_\infty^2} - 1 \right), \end{aligned} \quad (E-5.11)$$

où y_{lim} représente la limite inférieure du champ PIV. On peut ainsi identifier trois termes qui contribuent chacun à la traînée, désignés dans la suite du manuscrit par T_1 , T_2 et T_3 et qui sont définis tel que :

$$\begin{aligned} T_1 &= 4 \int_0^{y_{lim}} \frac{U(x_2, y_2) (U_\infty - U(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma \text{ représente la contribution du déficit de vitesse moyenne mesurée dans le sillage du cylindre;} \\ T_2 &= 2 \int_0^{y_{lim}} \frac{(\overline{v'^2}(x_2, y_2) - \overline{u'^2}(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma \text{ représente la contribution de l'anisotropie de l'écoulement turbulent dans le sillage de l'obstacle;} \\ T_3 &= \left(\frac{U_\infty^2(x_2)}{U_\infty^2} - 1 \right) \text{ représente la contribution liée au blocage;} \end{aligned}$$

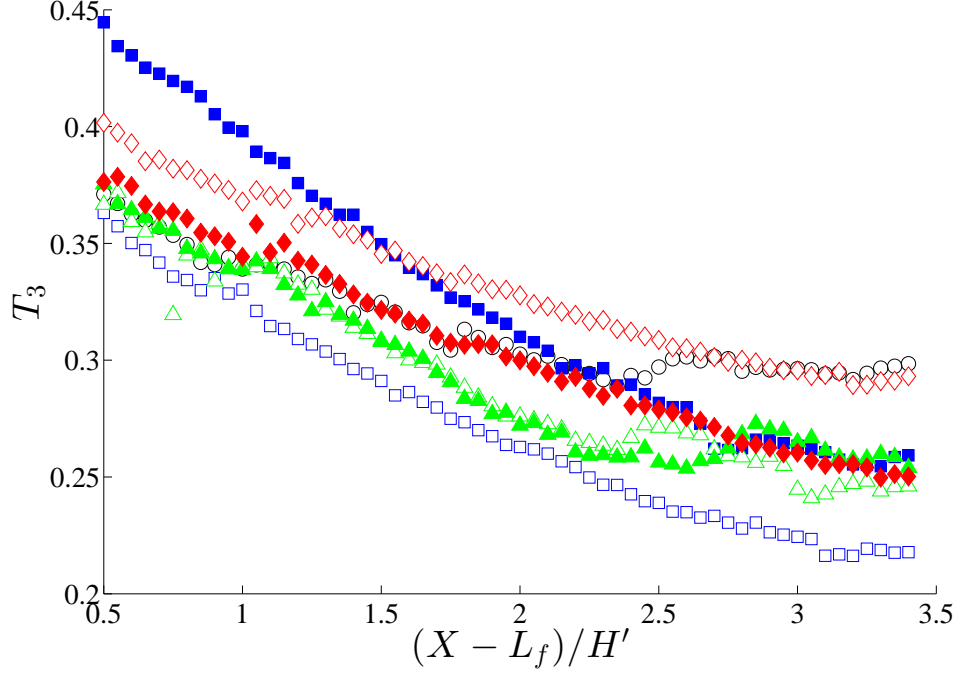


FIGURE 5.7 – Valeur du terme lié au blocage en fonction de l’abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. Configurations : \circ non contrôlée, \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$.

La contribution du troisième terme, T_3 , est représentée sur la figure 5.7 pour l’ensemble des configurations étudiées. On observe que sa valeur n’excède pas 0,45 pour le volume de contrôle considéré. Le poids du terme T_3 varie peu d’une configuration à l’autre ce qui s’explique par le fait que la largeur du sillage est relativement peu modifiée par le dispositif de contrôle. L’influence de ce terme est donc faible sur la comparaison entre l’écoulement naturel et l’écoulement contrôlé. D’autre part, la valeur de ce terme décroît à mesure que l’on s’éloigne dans le sillage. Cette observation est en accord avec sa définition. En effet plus on se place loin de l’obstacle, moins l’impact du blocage est important, l’écoulement tendant à devenir plus homogène et à retrouver son état initial. Enfin, dans le cas où l’effet du blocage serait négligeable ($P_\infty(x_1) \approx P_\infty(x_2)$), l’expression E-5.11 se réduit à la formulation proposée par Antonia et Rajagopalan dans [6], sous la forme :

$$C_{D_{Wake}} = 4 \int_0^{y_{lim}} \frac{U(x_2, y_2)(U_\infty - U(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma + 4 \int_0^{y_{lim}} \frac{(\overline{v'^2}(x_2, y_2) - \overline{u'^2}(x_2, y_2))}{U_\infty^2} d\sigma. \quad (E-5.12)$$

Il s’agit maintenant de discuter des valeurs de la traînée avant d’étudier plus en détails chacun des termes intervenant dans son estimation pour les cas naturel et contrôlés. On s’intéressera en particulier aux poids respectifs des termes T_1 et T_2 .

3 Estimation de la traînée par analyse du sillage : Résultats

3.1 Estimation de la traînée par analyse du sillage : Estimation de la traînée

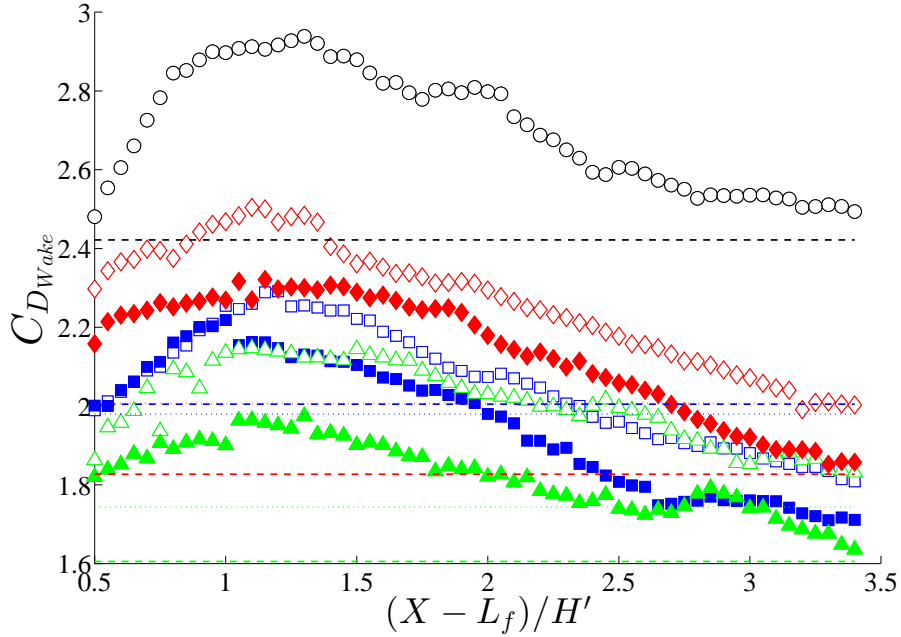


FIGURE 5.8 – Valeur du coefficient de traînée estimé par analyse du sillage en fonction de l’abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. Les lignes horizontales représentent la valeur du coefficient de traînée obtenue par mesure de balance. Configurations : \circ et $---$ non contrôlée, \square et \dots contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle et \dots $\theta = 20^\circ$ et \diamond et \dots $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare et $---$ contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle et $---$ $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge et $---$ $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$.

On a représenté sur la figure 5.8 la valeur du coefficient de traînée calculée à partir de la méthode par analyse du sillage en fonction de la position longitudinale normalisée prise pour définir la section de sortie du volume de contrôle. Le coefficient de traînée est défini comme la somme des trois contributions identifiées précédemment, i.e. :

$$C_{D_{Wake}}^j = \sum_{i=0}^3 T_i^j. \quad (\text{E-5.13})$$

L’indice j fait référence au type de configuration qui nous intéresse (i.e. $j = u$ si l’écoulement est non contrôlé et $j = c$ dans le cas où il est contrôlé) et l’indice i fait référence au numéro du terme considéré, i.e. $i = 1$ s’il s’agit de la contribution liée au déficit de vitesse moyenne, $i = 2$ s’il s’agit de la contribution liée à l’anisotropie de l’écoulement turbulent et $i = 3$ s’il s’agit de la contribution liée au blocage induit par l’obstacle. On observe que pour $x_2 = (X - L_f)/H' < 1,25$, la valeur du coefficient de traînée augmente considérablement et atteint sa valeur maximale en $x_2 = (X - L_f)/H' = 1,25$. On peut corrélérer cette évolution avec le fait que dans cette zone, l’intensité des fluctuations de vitesses reste importante. Plus loin dans le sillage, C_D décroît et atteint en $x_2 = (X - L_f)/H' = 3,5$ des valeurs comparables à celles mesurées à l’aide de la balance qui sont représentées par les lignes horizontales

sur la figure. La valeur de C_D dans le cas naturel est supérieure à celle estimée par Zhou et Antonia [169] qui obtiennent une valeur de $C_D = 1,7$. Cependant, leur mesure est effectuée pour une section de sortie placée à 20 diamètres en aval du cylindre et leur taux de blocage est inférieur au nôtre. Ceci explique la différence entre nos valeurs et la leur. En effet, dès lors que $x_2 > (X - L_f)/H' = 1,25$, la valeur du coefficient de traînée sur les champs étudiés décroît au fur et à mesure que l'on place la section de sortie du volume de contrôle plus loin dans l'écoulement. De plus, les calculs sont réalisés dans le proche sillage du cylindre alors qu'usuellement ce type de méthode est appliqué sur un volume de mesure qui comprend le champ intermédiaire ainsi que le champ lointain [6]. Cependant, il reste intéressant de mettre en œuvre cette analyse dans le cadre de notre étude et avec les hypothèses que l'on connaît, car l'effet des volets sur le sillage est principalement ressenti dans le champ proche du cylindre. Une autre manière de présenter ces résultats est de tracer l'évolution de la réduction de

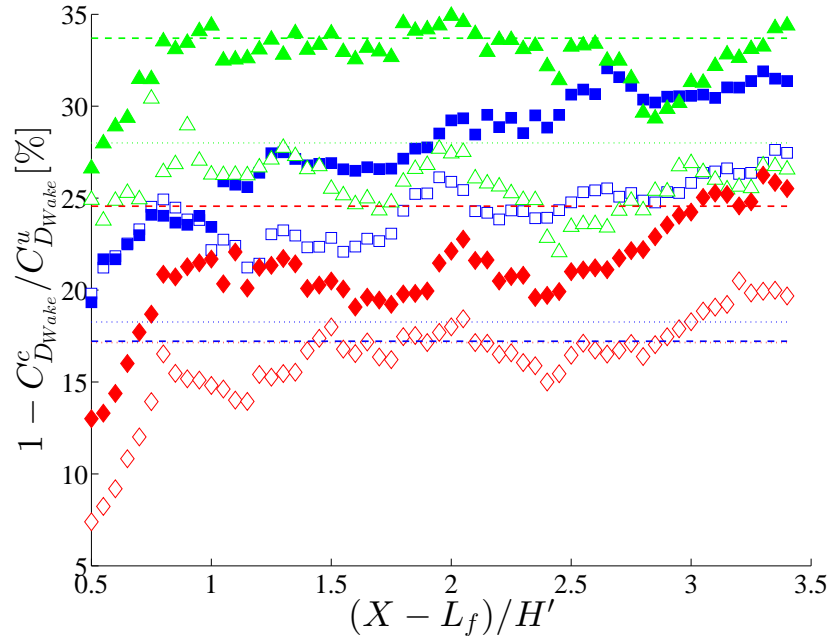


FIGURE 5.9 – Valeur de la réduction de traînée estimée par analyse du sillage en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. Les lignes horizontales représentent la valeur de la réduction de traînée obtenue par mesure de balance. Configurations : \square et \dots contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle et \dots $\theta = 20^\circ$ et \diamond et \dots $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare et $---$ contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle et $---$ $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge et $---$ $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$.

traînée estimée par analyse du sillage comme sur la figure 5.9. On rappelle que la réduction de traînée est définie comme $1 - C_{D_{Wake}}^c / C_{D_{Wake}}^u$ et que les résultats proposés ici sont donnés en pourcentage. On observe que pour l'ensemble des configurations, la réduction de traînée mesurée augmente au fur et à mesure que la section de sortie du volume de contrôle est déplacée vers l'aval de l'écoulement. Pour $x_2 = (X - L_f)/H' < 1$, et dans la majorité des cas, on observe une augmentation rapide de la réduction de traînée estimée (augmentation d'environ 10% pour les configurations passives, le cas pour lequel $\sigma = 90\%$ et $\theta = 20^\circ$ exclus). Pour $x_2 = (X - L_f)/H' \geq 1$, la réduction de traînée estimée a tendance à se stabiliser. Ce résultat valide donc l'utilisation de la méthode d'analyse du sillage pour étudier l'effet du contrôle indépendamment de la position longitudinale à laquelle on place la

limite aval du volume de contrôle, dès lors que cette dernière est suffisamment loin de l'obstacle (i.e. $x_2 = (X - L_f)/H' > 1,25$). En effet, dans cette partie du champ d'investigation, on constate pour les configurations de contrôle passif une bonne cohérence avec la valeur de la réduction de traînée calculée à partir des mesures de balance (représentées par les lignes horizontales sur la figure). Ce résultat est obtenu en dépit de l'ensemble des hypothèses qui sont posées (la bidimensionnalité de l'écoulement) et en accord avec les résultats de la figure 5.8. En revanche, pour les configurations auto-adaptatives, la réduction de traînée obtenue par analyse du sillage est sur-estimée. On peut éventuellement expliquer ce phénomène par le fait que les mesures PIV2C et de balance ont été réalisées indépendamment l'une de l'autre, les montages des volets sont donc différents. En particulier, la liaison souple entre les volets et le cylindre a été modifiée, ce qui pourrait avoir un impact non négligeable sur nos résultats. En effet, c'est de cette dernière dont va dépendre à la fois la position moyenne du volet ainsi que sa dynamique. On avait déjà évoqué le fait que les grandeurs que l'on mesure tout au long de cette étude sont très sensibles aux changements des conditions extérieures et donc aux conditions dans lesquelles cette liaison est réalisée. Cependant, fort du constat que les tendances observées sont en accord les unes avec les autres, i.e. que les valeurs du coefficient de traînée sont comparables et que l'on confirme l'existence d'une réduction pour les configurations auto-adaptative, on considérera que l'analyse reste d'intérêt et valide.

3.2 Estimation de la traînée par analyse du sillage : Effet du contrôle sur les différentes contributions

On présente sur les figures 5.10(a), 5.10(b) et 5.10(c), l'évolution du coefficient de traînée estimé par analyse du sillage en fonction de la position longitudinale normalisée pour trois configurations : non contrôlé, avec contrôle auto-adaptatif et avec contrôle passif avec $\theta = 20^\circ$ respectivement. On fait apparaître également sur ces figures, la part que représente chacun des termes qui contribuent à la traînée. Pour cela, on identifie trois zones différenciées par leur couleur. La zone bleue représente la valeur de T_1 , la zone verte celle de T_2 et la zone rouge celle de T_3 en chaque abscisse du champ d'investigation de l'étude. On s'intéresse à la figure 5.10(a) dans un premier temps, soit aux résultats de la configuration naturelle. On observe, en accord avec les résultats précédents, que comparativement aux deux autres termes, la contribution liée au blocage représente une faible part dans le calcul et ne dépasse pas 10% de la valeur de la traînée globale. De plus, ce terme varie peu sur l'ensemble du champ d'investigation. Jusqu'en $x_2 = (X - L_f)/H' \leq 1$, la part des termes T_1 et T_2 sont du même ordre de grandeur, ce qui traduit une égale contribution du champ moyen et du champ turbulent à la traînée. Au-delà, la participation du champ turbulent décroît et celle du champ moyen augmente, ce qui est encore une fois cohérent avec les résultats de Zhou et Antonia [169]. Pour une analyse similaire dans le sillage lointain d'obstacles de différentes formes, ils montrent que le terme qui domine le calcul et celui lié au déficit de vitesse moyen. Ce résultat s'explique par le fait que dans le sillage proche d'un cylindre carré, les termes liés aux fluctuations de vitesse sont importants. Cependant, assez rapidement lorsque l'on se déplace vers l'aval, leur valeur décroît ce qui explique la diminution du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement turbulent. On notera que sur la seconde partie de la figure (i.e. pour $x_2 = (X - L_f)/H' > 1$), le terme T_1 contribue à la génération de la traînée à hauteur de 60% et le terme T_2 contribue lui à hauteur de 30%.

Ces résultats restent vrais pour les cas contrôlés, où la part que représente chacun des trois termes pour l'estimation de la traînée est équivalente à celle calculée pour le cylindre non contrôlé. On compare maintenant l'évolution de T_1 , T_2 et T_3 décrite ci-dessus à leur évolution dans le cas où l'écoulement

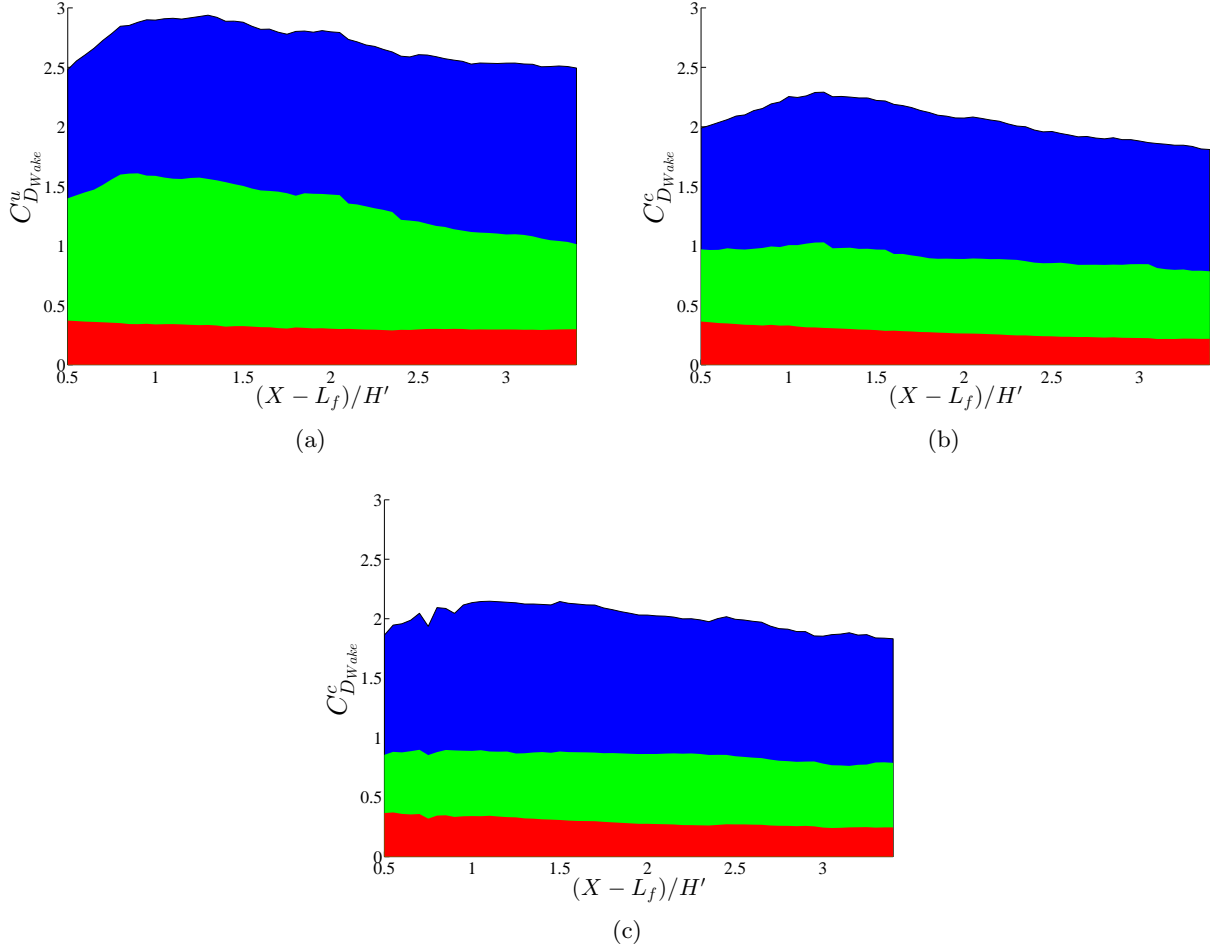


FIGURE 5.10 – Valeur du coefficient de traînée estimée par analyse du sillage en fonction de l’abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$, à $Re = 4.10^4$. La valeur de chacun des termes est représentée par les portions colorées sous la courbe avec $\blacksquare T_1$, $\blacksquare T_2$ et $\blacksquare T_3$. Configurations : (a) non contrôlée, (b) contrôle auto-adaptatif et (c) contrôle fixe, à $\theta = 20^\circ$ pour $\sigma = 90\%$.

est contrôlé. On observe pour les deux configurations présentées ici des tendances qualitativement similaires. En effet, le contrôle de l’écoulement, qu’il soit passif ou auto-adaptatif, entraîne une diminution simultanée de l’ensemble des termes utilisés pour le calcul. Cependant, la contribution du déficit de vitesse moyenne et celle liée au blocage semblent être moins affectée que la contribution liée à l’anisotropie de l’écoulement turbulent. Il s’agira dans le paragraphe suivant de confirmer ces tendances.

Avant cela, intéressons-nous au poids du terme lié au blocage dans la réduction de traînée. Pour cela, on commence par établir un bilan en partant de la définition de la réduction de traînée, qui s’écrit sous la forme :

$$\frac{C_{D_{Wake}}^u - C_{D_{Wake}}^c}{C_{D_{Wake}}^u}. \quad (\text{E-5.14})$$

En utilisant la définition du coefficient de traînée proposée dans l’équation E-5.13. On peut également

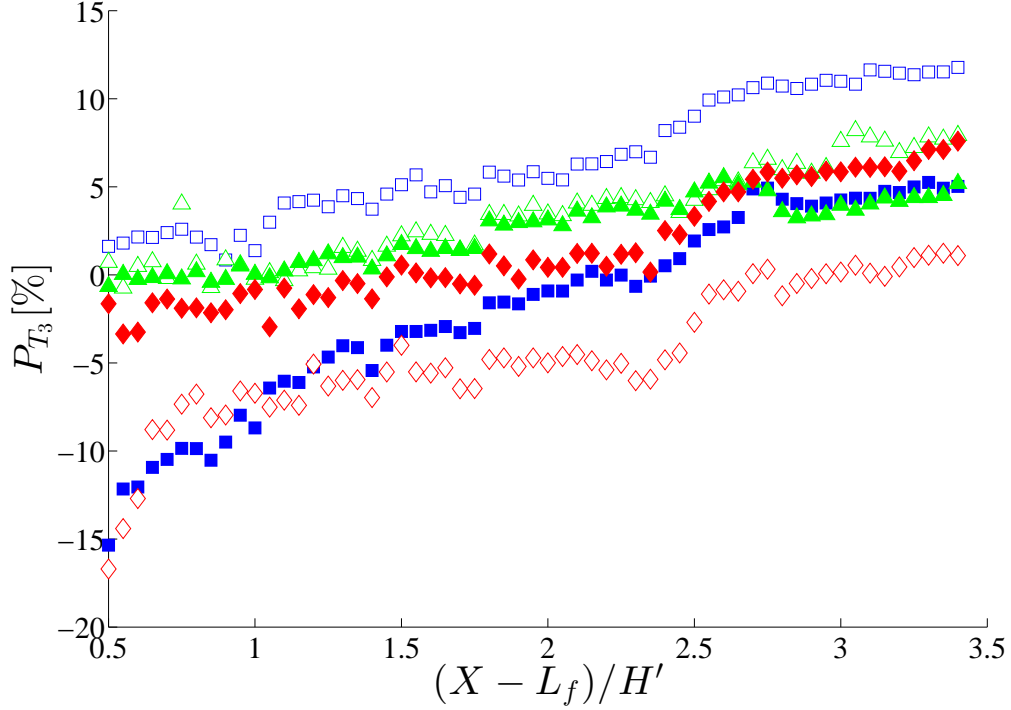


FIGURE 5.11 – Poids relatif du terme lié au blocage dans le calcul de la réduction de traînée en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$. Configurations : \circ non contrôlée, \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$.

réécrire cette équation sous la forme :

$$\frac{C_{D_{Wake}}^u - C_{D_{Wake}}^c}{C_{D_{Wake}}^u} = \frac{\sum_{i=0}^3 T_i^u - \sum_{i=0}^3 T_i^c}{C_{D_{Wake}}^u}. \quad (\text{E-5.15})$$

Ce qui conduit à la relation :

$$\frac{C_{D_{Wake}}^u - C_{D_{Wake}}^c}{C_{D_{Wake}}^u} = \frac{T_1^u - T_1^c}{C_{D_{Wake}}^u} + \frac{T_2^u - T_2^c}{C_{D_{Wake}}^u} + \frac{T_3^u - T_3^c}{C_{D_{Wake}}^u}. \quad (\text{E-5.16})$$

On pose $T'_i = (T_i^u - T_i^c)/C_{D_{Wake}}^u$, les termes qui contribuent à la réduction de traînée et on obtient :

$$\frac{C_{D_{Wake}}^u - C_{D_{Wake}}^c}{C_{D_{Wake}}^u} = T'_1 + T'_2 + T'_3. \quad (\text{E-5.17})$$

Au final, on peut évaluer le poids de chacune de ces contributions, en posant :

$$P_{T_i} = \frac{T'_i}{\frac{C_{D_{Wake}}^u - C_{D_{Wake}}^c}{C_{D_{Wake}}^u}}. \quad (\text{E-5.18})$$

Par définition, il vient :

$$\sum_{i=0}^3 P_{T_i} = 1. \quad (\text{E-5.19})$$

Il est à savoir que si P_{T_i} est positif, alors le terme considéré participe à la réduction de la traînée. Au contraire si P_{T_i} est négatif, le terme considéré sera générateur d'une traînée supplémentaire. Enfin dans le cas où P_{T_i} est nul, la contribution du terme considéré à la réduction de traînée est sans effet. S'agissant d'un bilan, on pourra obtenir des valeurs de P_{T_i} supérieures à 1, dans le cas où l'un ou plusieurs des autres termes du bilan sont négatifs.

La figure 5.11 représente la contribution du terme lié au blocage pour chaque abscisse du champ d'investigation. On confirme qu'à proximité du cylindre (partie gauche de la figure) que les dispositifs de contrôle n'ont pas pour effet d'augmenter le blocage supporté par l'écoulement, la valeur de P_{T_3} étant faible sauf pour deux configurations qui correspondent au contrôle auto-adaptatif non-poreux et au contrôle passif à $\theta = 30^\circ$ poreux. Pour ces deux cas, le dispositif de contrôle génère un blocage qui a pour conséquence d'augmenter de 15%, le poids de T_3 dans la génération de traînée. Si on s'intéresse maintenant à l'évolution longitudinale de P_{T_3} , on observe que sa valeur est croissante à mesure que l'on déplace la section de sortie du volume de contrôle vers l'aval de l'écoulement. La conséquence en est qu'à l'extrémité du champ d'investigation, la contribution de ce terme à la réduction de traînée est comprise entre 1% (contrôle passif avec $\theta = 30^\circ$) et 12% (contrôle auto-adaptatif poreux). On conclut donc sur le fait que le terme T_3 n'a qu'une participation limitée à la réduction de traînée, les mécanismes physiques qui lui sont associés ne sont donc pas prépondérants et ne permettent pas d'expliquer comment les volets agissent sur l'écoulement. On se propose donc maintenant d'examiner les deux autres termes impliqués dans le calcul de la traînée et donc dans la réduction de cette dernière.

3.2.1 Estimation de la traînée par analyse du sillage : Terme lié au champ moyen

Les résultats pour les configurations contrôlées sont comparés aux profils pour l'écoulement naturel et sont représentés sur les figures 5.12, 5.14 et 5.13. On notera que l'on ne représente ici que les demi-profils à partir desquels la contribution du déficit de vitesse moyenne est calculée. Ces profils présentent une forme caractéristique, avec un maximum en $Y/H' = 0$, là où la valeur de la vitesse moyenne est minimale et décroît jusqu'à atteindre la valeur de 0 sur les bords du champ d'investigation, en accord avec leur définition. Ces figures confirment le fait que le dispositif de contrôle n'a qu'une action limitée sur la contribution du déficit de vitesse moyenne pour la partie du sillage à proximité du cylindre. On se propose dans un premier temps de considérer les résultats reportés sur la figure 5.12 qui correspondent aux profils de T_1 pour un contrôle auto-adaptatif. Les profils contrôlés pour le point le plus proche de l'obstacle considéré ici (i.e. $(X - L_f)/H' = 1,5$) se superposent à ceux obtenus pour l'écoulement naturel. Au fur et à mesure que l'on déplace la section de sortie du volume de contrôle vers l'aval, on observe un décalage entre l'écoulement contrôlé et le profil de référence, ce qui traduit une action des dispositifs sur l'écoulement moyen dans le sillage du cylindre. Étant donné que les profils contrôlés sont inférieurs à ceux pour le cas de référence, on peut donc en déduire que leur évolution traduit une réduction du terme T_1 . Cette observation est en accord avec ce qui avait été observé au paragraphe 1.1 de ce chapitre. On attire l'attention du lecteur sur le fait que même si ce décalage semble faible sur les profils, son impact sur le calcul de T_1 ne sera pas forcément négligeable, la valeur de T_1 étant définie comme l'intégrale du profil sur toute la largeur du champ d'investigation. D'autre part, ces profils ne font pas apparaître d'effet significatif de la porosité. Les profils pour les volets poreux et non-poreux

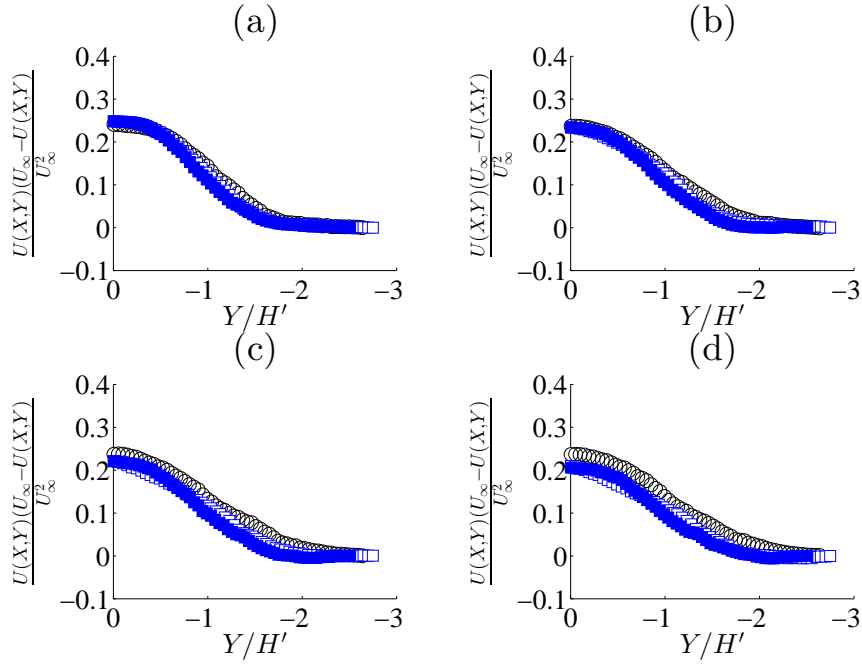


FIGURE 5.12 – Profils transversaux du terme lié au déficit de vitesse moyenne pour un contrôle auto-adaptatif, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.

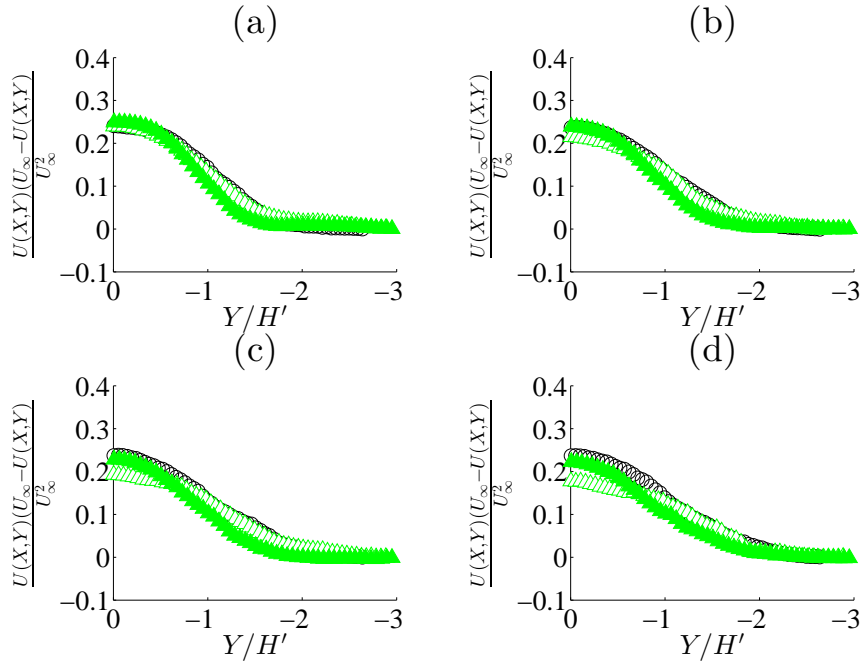


FIGURE 5.13 – Profils transversaux du terme lié au déficit de vitesse moyenne pour un contrôle passif à $\theta = 30^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \diamond $\sigma = 90\%$ et $\color{red}\blacklozenge$ $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.

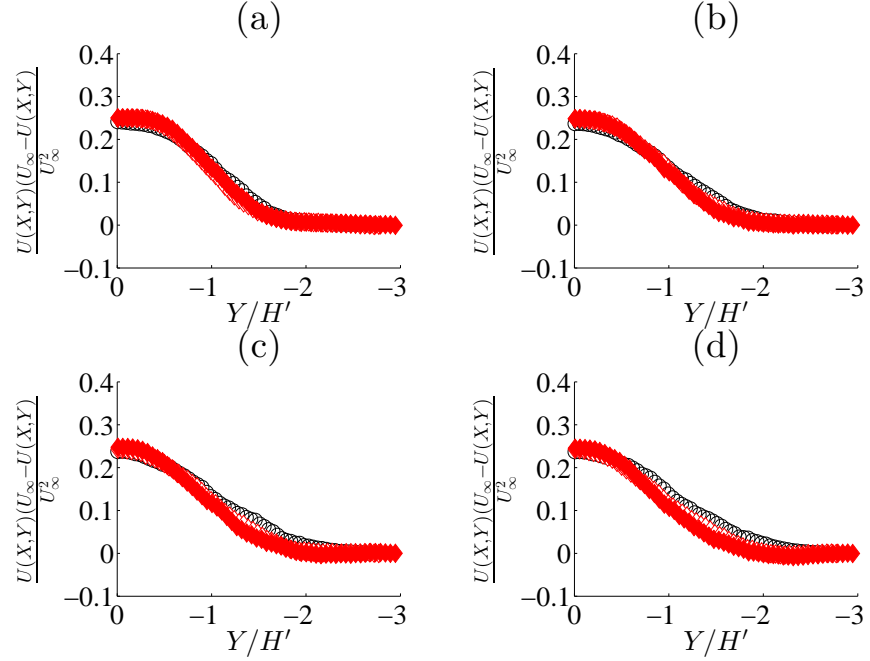


FIGURE 5.14 – Profils transversaux du terme lié au déficit de vitesse moyenne pour un contrôle passif à $\theta = 30^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.

évoluent de manière similaire. On considère maintenant les mêmes profils pour les configurations de contrôle passif pour lesquels on a fixé la position angulaire du volet tel que $\theta = 30^\circ$ (Figure 5.14) et $\theta = 20^\circ$ (Figure 5.13). Les conclusions faites pour le contrôle auto-adaptatif restent valables pour le contrôle passif à l'exception du cas où la position angulaire des volets poreux est de 20° . En effet pour cette configuration, les profils dévient fortement de ceux obtenus pour la même configuration non-poreuse sur les figures 5.13(c) et 5.13(d). Cette différence avait déjà été identifiée au chapitre 4, sur le profil de l'épaisseur du sillage qui est également défini à partir du déficit de vitesse moyenne. Les éléments dont nous disposons ne permettant pas d'expliquer cette singularité dans nos résultats, les conclusions et analyses pour cette configuration particulière seront donc à considérer avec précaution.

Au final, ces profils permettent de mettre en évidence l'action limitée qu'ont les dispositifs de contrôle qu'ils soient utilisés de manière auto-adaptative ou passive sur le terme associé au champ moyen dans la région proche du cylindre. Cependant, l'influence de ce terme sur la réduction de traînée augmente quand on définit la section de sortie du volume de contrôle plus loin en aval. C'est ce que confirme la figure 5.15 sur laquelle est représentée le poids du terme lié au déficit de vitesse moyenne sur la réduction de traînée. En effet, en $(X - L_f)/H' = 0, 5$, la contribution de T_1 est comprise entre 20% et -10% (il est rappelé que dans ce cas, ce terme ne participe pas à la réduction de traînée, mais a l'effet inverse). Le poids de T_1 augmente ensuite de manière monotone pour l'ensemble des configurations. Pour la dernière abscisse considérée, la valeur de P_{T_1} n'est plus négligeable, puisque comprise entre 52% (configurations auto-adaptative non-poreuse et passive poreuse à $\theta = 30^\circ$) et 67% (configurations auto-adaptative poreuse et passive poreuse à $\theta = 20^\circ$). On peut proposer comme critère arbitraire de transition, le point où la valeur de P_{T_1} devient supérieur à 50%. On évalue que la

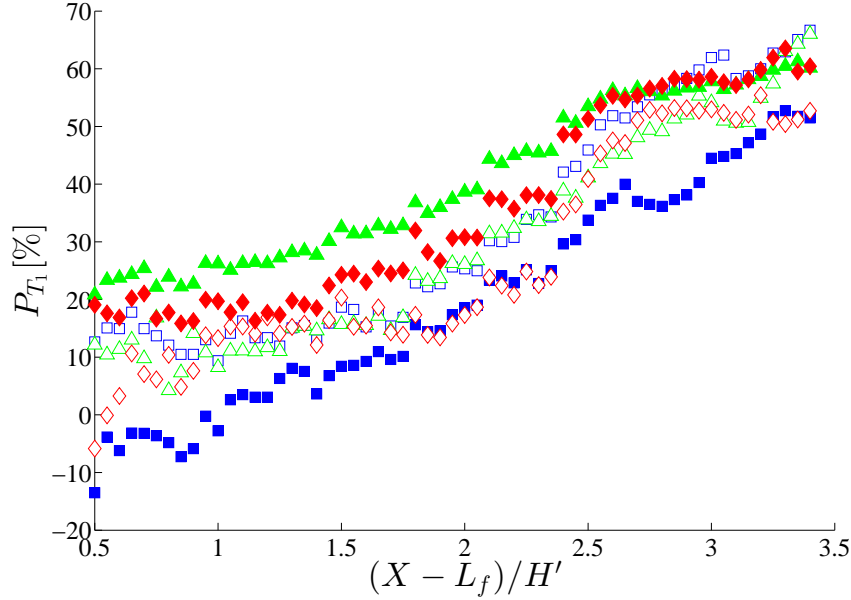


FIGURE 5.15 – Poids relatif du terme lié au déficit de vitesse moyenne dans le calcul de $C_{D\ Wake}$ en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$. Configurations : \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$.

zone de transition peut-être localisée approximativement en $3 > (X - L_f)/H' > 2,5$. On peut donc distinguer trois régions de l'écoulement pour lesquelles, les mécanismes physiques permettant d'aboutir à la réduction de la traînée sont différents. Pour $(X - L_f)/H' > 3$, c'est la modification de l'écoulement moyen qui prime. Puisque les termes liés au blocage induit par le cylindre dans l'écoulement et celui lié au déficit de vitesse moyenne ne sont pas prépondérants pour $(X - L_f)/H' \leq 2,5$, c'est que dans cette zone, c'est le terme lié à l'anisotropie de l'écoulement qui gouverne la réduction de traînée. Enfin pour $3 > (X - L_f)/H' > 2,5$, le poids des termes liés à l'écoulement moyen et turbulent sont comparables comme on peut le voir en comparant les figures 5.15 et 5.16.

3.2.2 Estimation de la traînée par analyse du sillage : Terme lié au champ turbulent

L'évolution de P_{T_2} en fonction de l'abscisse longitudinale à laquelle on place la section de sortie est tracée sur la figure 5.16. En accord avec les observations proposées précédemment, c'est ce terme qui a le plus de poids dans le mécanisme de réduction de traînée sur la première partie de l'écoulement. On distingue deux cas particuliers qui correspondent aux configurations de contrôle auto-adaptative non-poreuse et passive à $\theta = 30^\circ$, pour lesquels l'augmentation du poids du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement compense la diminution subie par les deux autres termes. Pour les autres configurations, la modification de T_2 pèse à hauteur de 80% pour la réduction de traînée. De la même manière que l'on avait une croissance monotone du terme T_1 à mesure que l'on déplace la section de sortie du volume de contrôle vers la droite de l'écoulement, on a ici une décroissance monotone.

Ces observations sont à corrélérer avec les résultats des figures 5.17, 5.18 et 5.19, sur lesquelles les

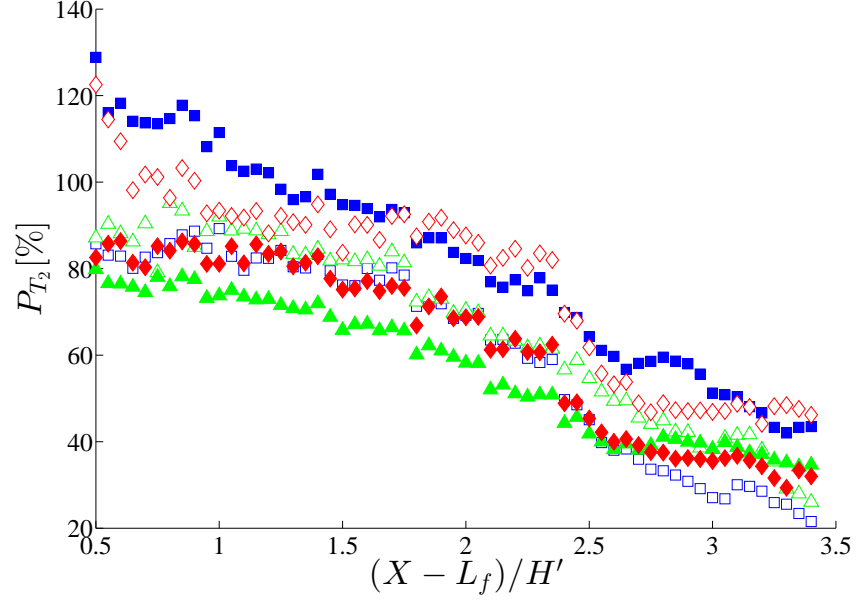


FIGURE 5.16 – Poids relatif du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement turbulent dans le calcul de $C_{D\ Wake}$ en fonction de l'abscisse longitudinale $(X - L_f)/H'$. Configurations : \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$.

profils longitudinaux du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement mesurés dans le cas naturel sont comparés aux mêmes profils pour les configurations contrôlées. En accord avec les champs de vitesse présentés au début de ce chapitre, le contrôle n'a pas pour effet de modifier la forme des profils. Ces derniers présentent un maximum sur la ligne centrale du sillage ($Y/H' = 0$) avant de décroître pour devenir négligeables dans la partie de l'écoulement qui correspond à l'écoulement libre. Cependant, on observe que le contrôle a une action d'atténuation significative de l'intensité du terme d'anisotropie. Pour s'en convaincre, il suffit de s'intéresser à la figure 5.17 qui correspond au contrôle auto-adaptatif. Le maximum de T_2 pour le cas de référence rapporté sur la figure 5.17 atteint la valeur de 0,3 tandis que pour les cas contrôlés, on obtient une valeur au même point de 0,2 et 0,1 pour un contrôle par volets mobiles poreux et non-poreux respectivement. En accord avec les résultats de la figure 5.16, l'écart entre les profils de T_2 pour la référence et les cas contrôlés diminue au fur à mesure que l'abscisse à laquelle on trace les profils est prise loin dans l'écoulement. Ces figures mettent également en évidence une différence importante entre le contrôle auto-adaptatif poreux et non-poreux. En effet, le contrôle a une action d'atténuation plus importante sur les profils de T_2 pour $\sigma = 90\%$. Cette différence explique l'écart qui existe entre la réduction de traînée obtenue pour ces deux configurations.

En ce qui concerne les profils tracés pour les configurations de contrôle passif, il n'est pas possible de faire ressortir un effet comparable de la porosité sur les figures 5.18 et 5.19. Les profils du terme d'anisotropie de l'écoulement turbulent contrôlé passivement sont confondus dès lors que la position angulaire imposée est la même. De la même manière que l'on l'avait fait pour les figures correspondant au contrôle auto-adaptatif, on voit clairement apparaître le fait que le contrôle réduit l'intensité des profils de T_2 .

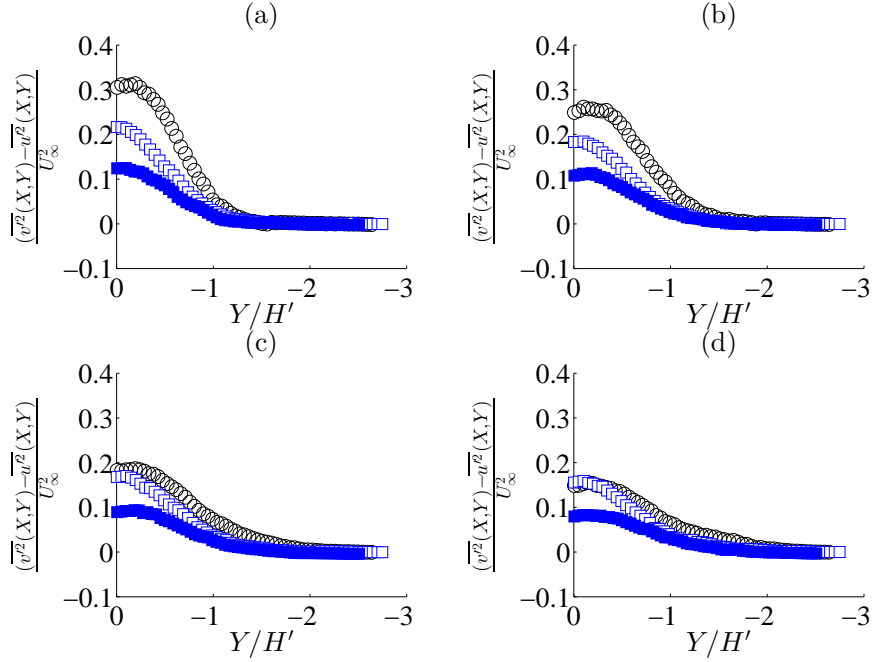


FIGURE 5.17 – Profils transversaux du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement pour un contrôle auto-adaptatif, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \square $\sigma = 90\%$ et \blacksquare $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.

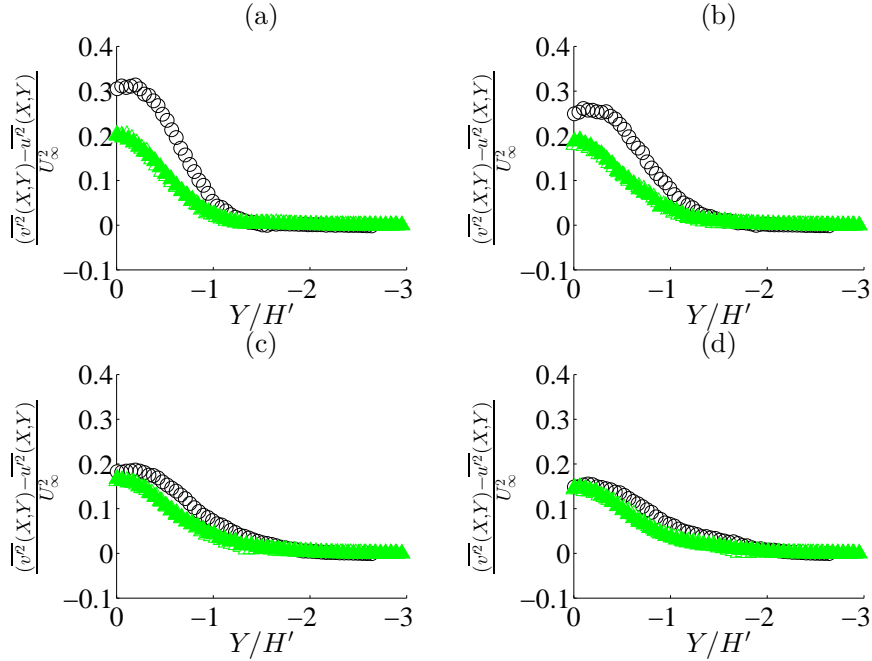


FIGURE 5.18 – Profils transversaux du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement pour un contrôle passif à $\theta = 20^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \blacktriangle $\sigma = 90\%$ et \blacktriangle $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.

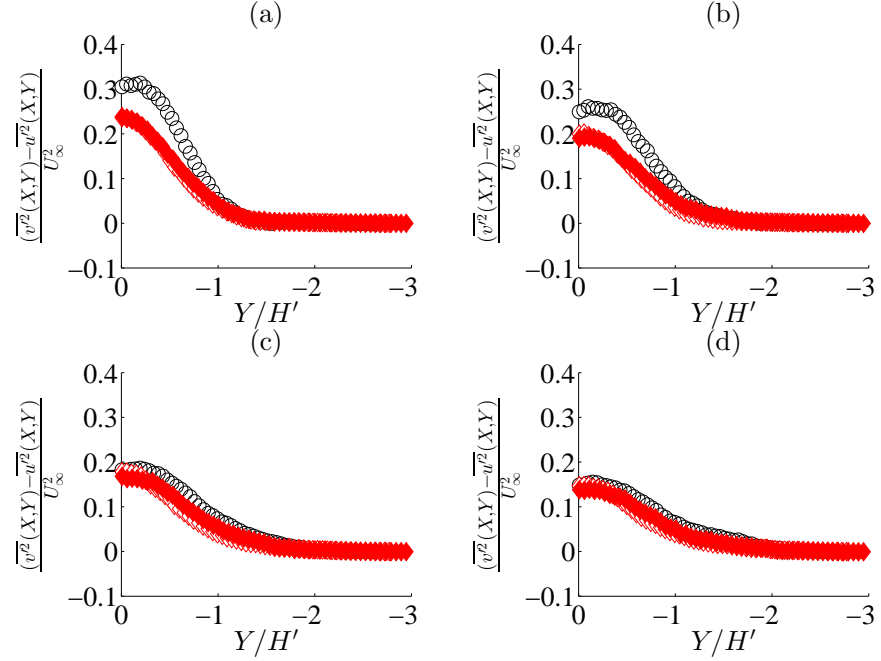


FIGURE 5.19 – Profils transversaux du terme lié à l’anisotropie de l’écoulement pour un contrôle passif à $\theta = 30^\circ$, $Re = 4.10^4$. \circ non contrôlé et \diamond $\sigma = 90\%$ et \blacklozenge $\sigma = 100\%$. $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3.

3.2.3 Estimation de la traînée par analyse du sillage : Conclusion

On a proposé dans ce paragraphe d’utiliser un bilan de quantité de mouvement afin d’estimer la valeur de la traînée. En plus de confirmer l’efficacité du contrôle mise en évidence par les mesures de balance, ce bilan nous a permis de mettre en évidence l’existence de deux contributions prépondérantes à la traînée. La première découle de l’écoulement moyen, T_1 et la seconde de l’écoulement turbulent, T_2 . En comparant, le poids de chacun de ces termes sur la réduction de traînée, on a montré que l’on pouvait distinguer deux zones de l’écoulement pour lesquelles l’un ou l’autre des termes dominant le mécanisme de réduction. Dans le sillage proche c’est l’effet d’amortissement généré par les volets sur les grandeurs fluctuantes de l’écoulement qui entraîne la réduction de la traînée moyenne. Alors que lorsque l’on s’éloigne vers l’aval du sillage, le poids de ce terme tend à diminuer, cette diminution est compensée par l’augmentation du poids du terme lié au déficit de vitesse moyenne. Cette évolution est commune pour l’ensemble des configurations de contrôle présentées ici. En effet, en dépit de l’existence de différences d’un point de vue quantitatif entre les résultats obtenus pour les configurations de contrôle qui sont comparées ici, un seul mécanisme physique commun ressort lorsqu’il s’agit d’expliquer la réduction de traînée moyenne mesurée. C’est ce que tend à confirmer la figure 5.20, sur laquelle on représente P_{T_2} en fonction de P_{T_1} pour l’ensemble des cas de contrôle étudiés. On fait également apparaître sur cette courbe, les deux zones pour lesquelles le terme lié à l’anisotropie de l’écoulement et celui lié au déficit de vitesse moyenne prédominent. Cette courbe permet de vérifier qu’il existe une relation linéaire entre ces deux termes. De plus, on peut remarquer que quelle que soit la configuration de contrôle, l’évolution de P_{T_2} en fonction de P_{T_1} paraît comparable, ce qui tend à montrer qu’en terme

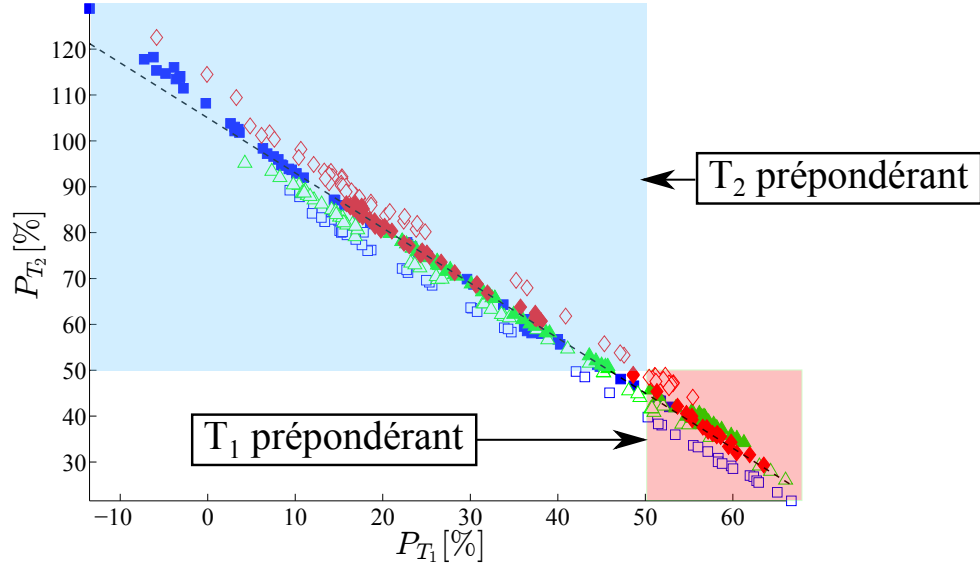


FIGURE 5.20 – Poids relatif du terme lié à l’anisotropie de l’écoulement turbulent en fonction du poids relatif du terme lié au déficit de vitesse moyenne. Configurations : \square contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \triangle $\theta = 20^\circ$ et \diamond $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 90\%$ et \blacksquare contrôle auto-adaptatif et contrôle fixe, \blacktriangle $\theta = 20^\circ$ et \blacklozenge $\theta = 30^\circ$ pour $\sigma = 100\%$.

de réduction de traînée moyenne, le mécanisme de contrôle est semblable entre les configurations auto-adaptative et passive. On pourrait conclure sur ce résultat, cependant, on étudie maintenant plus en détail l’effet du contrôle sur les différents termes qui composent T_2 afin de pouvoir proposer un scénario expliquant comment la réduction de ce terme permet d’aboutir à la réduction de traînée. Au vu des conclusions établies ici et afin de simplifier la lecture des résultats et leur interprétation de ne plus considérer qu’une seule configuration pour l’écoulement contrôlé dans la suite du manuscrit. On a montré que l’une des configurations où le terme T_2 était le plus impacté par le contrôle est celle qui correspond à un contrôle auto-adaptatif avec volets pleins ($\sigma = 100\%$). On présentera donc uniquement les résultats pour ce cas particulier dans la suite du manuscrit, tout en précisant que les interprétations que nous formulerons dans cette partie reste valable qualitativement pour les autres configurations.

4 Effet du contrôle sur l’entraînement

On rappelle que le terme lié à l’écoulement turbulent est défini comme l’intégrale de :

$$\frac{\left(\overline{v'^2}(x, y) - \overline{u'^2}(x, y)\right)}{U_\infty^2}, \quad (\text{E-5.20})$$

sur la section de sortie du volume de contrôle. La réduction de ce terme dépend donc des composantes normales du tenseur de Reynolds. On identifie deux scénarios possibles quant à la diminution de T_2 . Le premier serait une augmentation de $\overline{u'^2}$. Cependant, les champs de vitesse présentés dans la section 1.2 de ce chapitre réfutent cette hypothèse. On a montré qu’au contraire, les volets avaient pour action de

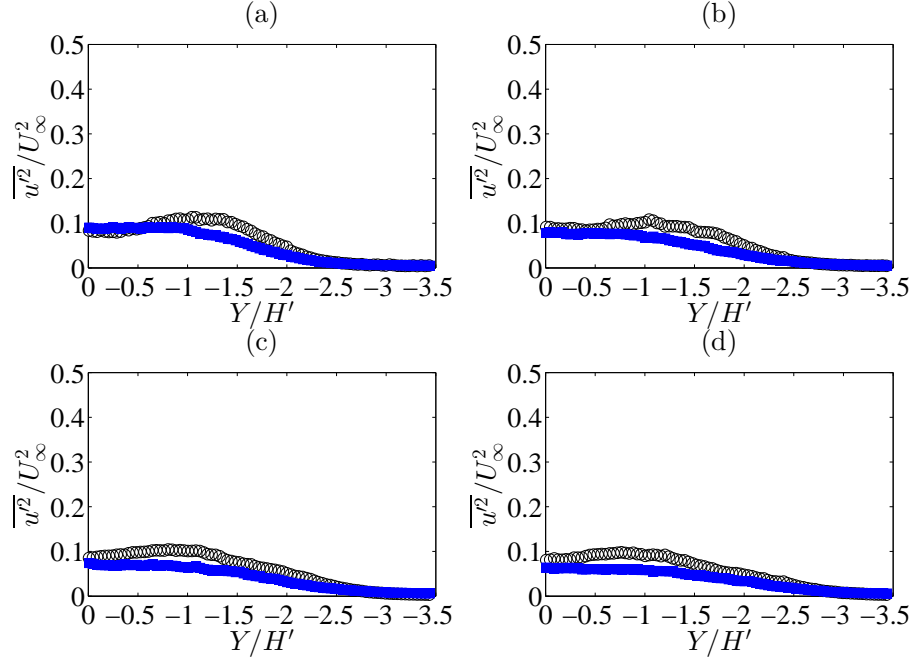


FIGURE 5.21 – Profils transversaux $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ à $Re = 4.10^4$ en $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3. Configurations : \circ non contrôlée et \blacksquare contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 100\%$.

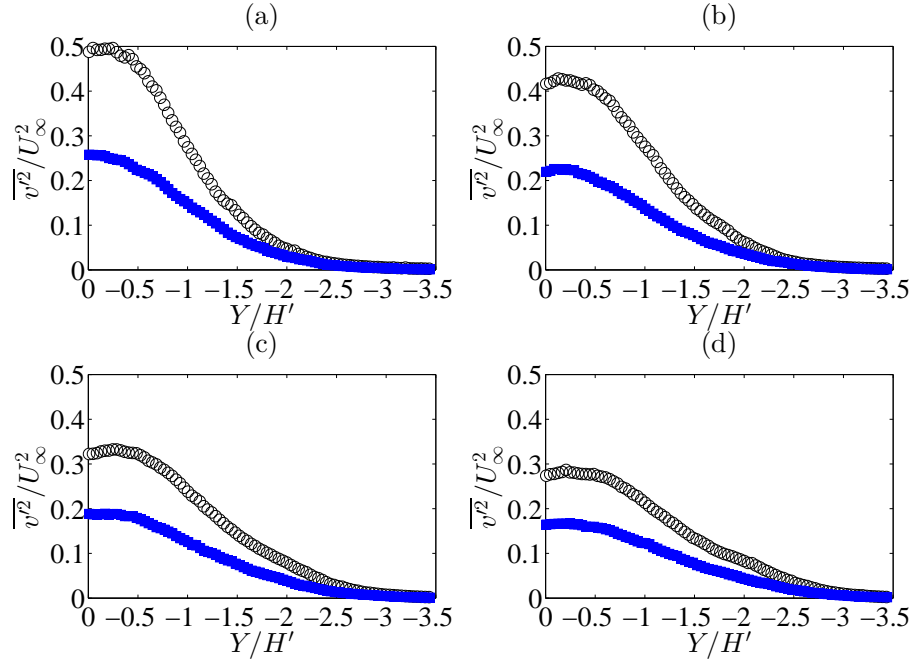


FIGURE 5.22 – Profils transversaux $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ à $Re = 4.10^4$ en $(X - L_f)/H' =$ (a) 1, 5, (b) 2, (c) 2, 5 et (d) 3. Configurations : \circ non contrôlée et \blacksquare contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 100\%$.

réduire significativement les fluctuations de vitesses longitudinales dans le sillage proche du cylindre. Ce que confirme les profils de $\overline{u'^2}$ qui sont reportés sur la figure 5.21 pour différentes abscisses du champ de vitesse étudié. Ces observations viennent donc à l'encontre de l'hypothèse qui avait été proposée dans le paragraphe 1.2 de ce chapitre, qui était que la réduction de traînée moyenne pouvait être liée à l'atténuation des fluctuations de la vitesse longitudinale.

Or notre raisonnement s'appuie sur l'hypothèse que la pression et les fluctuations de vitesse transverse sont liées par la relation :

$$\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} \approx \frac{-1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}. \quad (\text{E-5.21})$$

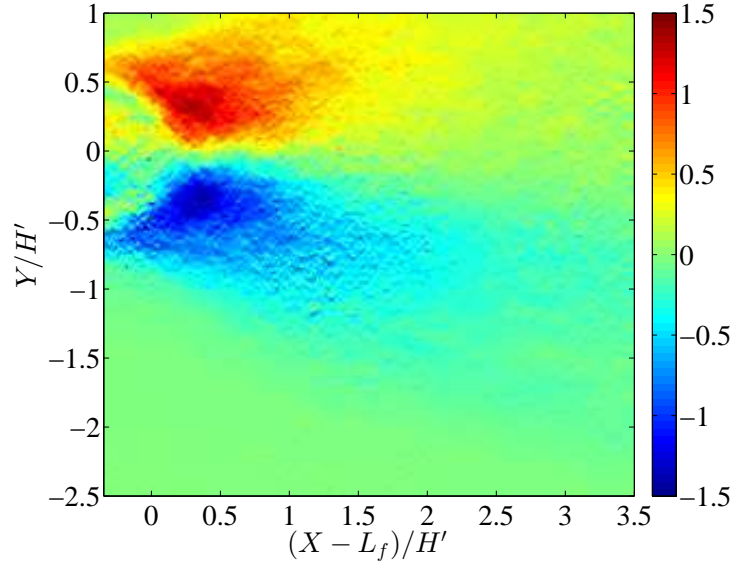
Le second scénario correspond donc à une diminution significative de la composante normale du tenseur de Reynolds projeté sur l'axe transverse, qui par la même viendrait compenser la réduction de la composante normale du tenseur de Reynolds projeté sur l'axe longitudinal. Les profils de cette grandeur sont tracés sur la figure 5.22 en différentes abscisses de l'écoulement et valident cette hypothèse. On observe que les profils que la valeur de $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ pour l'écoulement contrôlé sont radicalement inférieurs à ceux du cas de référence. Pour $(X - L_f)/H' = 1,5$, qui correspond à la figure 5.22(a), le maximum du profil, centré en $Y/H' = 0$ est diminué de moitié par rapport au cas de référence. La différence entre les deux maxima reste importante pour l'ensemble des abscisses considérées. De plus, comparer les figures 5.21 et 5.22 que l'on a choisi de représenter avec la même échelle, permet de montrer que le mécanisme qui prime pour la réduction du terme d'anisotropie de l'écoulement est bien la réduction de la valeur de $\overline{v'^2}/U_\infty^2$.

Cette relation est confirmée par les figures 5.23 et 5.24. Sur ces dernières sont représentés le gradient transversal de la composante normale du tenseur de Reynolds projetée sur l'axe transverse pour le cas de référence et le cas contrôlé (figures 5.23(a) et 5.24(a) respectivement) ainsi que le gradient transversal de pression moyenne pour les mêmes configurations (figures 5.23(b) et 5.24(b)) dans le sillage du cylindre. Le gradient de pression est obtenu à partir de la projection sur l'axe transverse du bilan de quantité de mouvement. Ces figures permettent de vérifier que dans la partie de l'écoulement qui nous intéresse, la relation E-5.21 est vérifiée, puisque l'on constate que les champs obtenus pour ces deux grandeurs sont comparables.

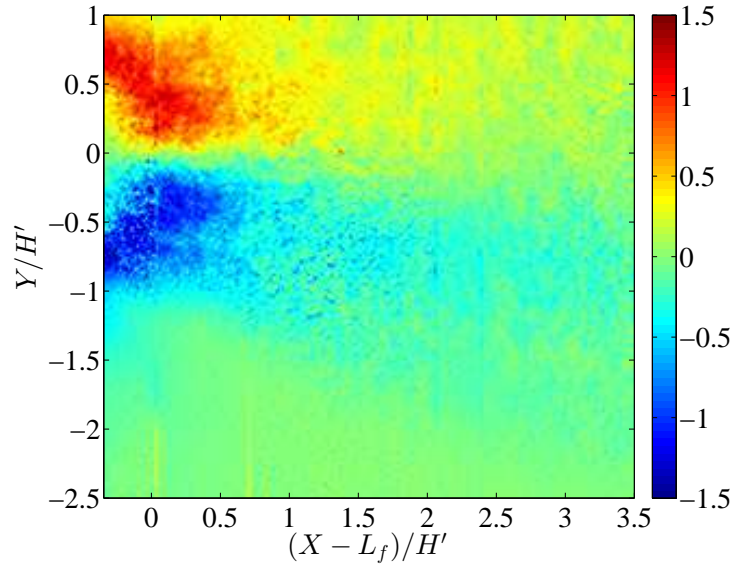
En intégrant la relation E-5.21 entre la ligne centrale derrière le cylindre et l'écoulement libre, on aboutit à une relation directe entre les fluctuations de vitesse transverse et la pression moyenne sous la forme :

$$-\overline{v'^2}(X, Y = 0) = \frac{1}{\rho} P(X, Y = 0) - P_\infty. \quad (\text{E-5.22})$$

Cette relation confirme et souligne le lien existant entre $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ et le phénomène d'entraînement du fluide dans le sillage du cylindre. La figure 5.25, permet de visualiser l'effet d'atténuation des fluctuations de vitesses longitudinales induites par le contrôle. On note que le contrôle a également pour effet de repousser plus loin vers l'aval de l'écoulement la zone du maximum des fluctuations de vitesse transverse. On avait vu au paragraphe 1.2, que les couches de cisaillement repérées grâce aux deux poches de maximum des fluctuations de vitesses longitudinales se développent sur les côtés du cylindre et viennent s'enrouler à l'arrière du cylindre dans la zone de formation des structures tourbillonnaires. Ces structures cohérentes, une fois formées sont advectées dans le sillage du cylindre. C'est le transport des structures tourbillonnaires en aval de la zone de recirculation arrière du cylindre qui engendre le maximum des fluctuations de vitesse transverse que l'on peut observer sur les champs de vitesse de la figure 5.25. $\overline{v'^2}$ n'est pas lié à la turbulence en elle-même mais bien aux structures

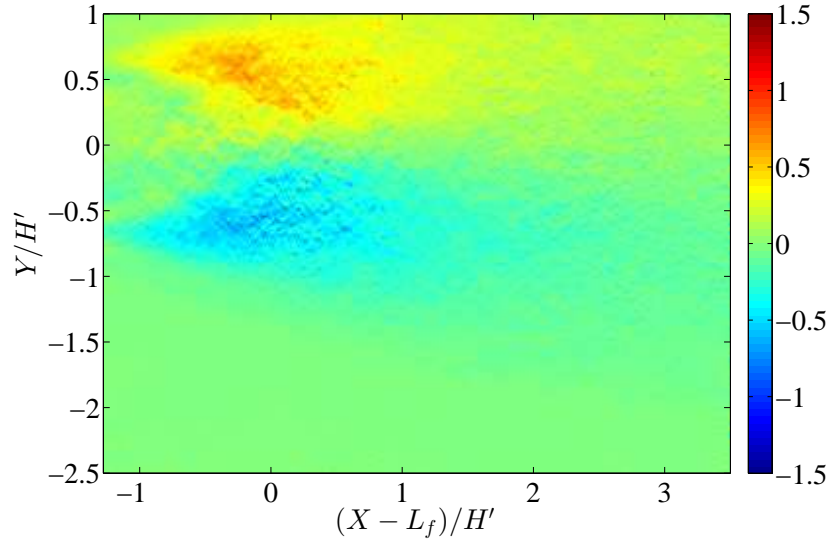


(a)

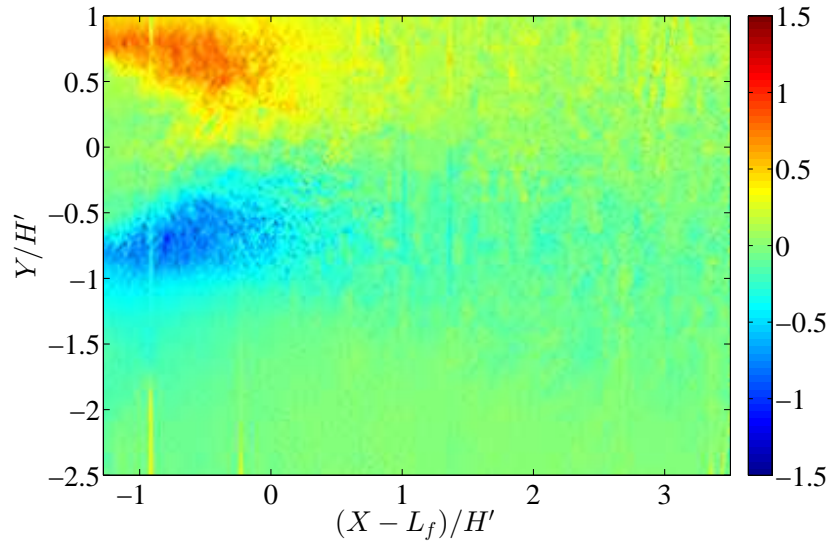


(b)

FIGURE 5.23 – (a) $-\frac{\partial v'^2}{\partial y}$ et (b) $\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}$ pour le cas de référence. Tous les termes sont normalisés par H'/U_∞^2 et pris à $Re = 4.10^4$.



(a)



(b)

FIGURE 5.24 – (a) $-\frac{\overline{\partial v'^2}}{\partial y}$ et (b) $\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}$ pour le contrôle auto-adaptatif pour $\sigma = 100\%$. Tous les termes sont normalisés par H'/U_∞^2 et pris à $Re = 4.10^4$.

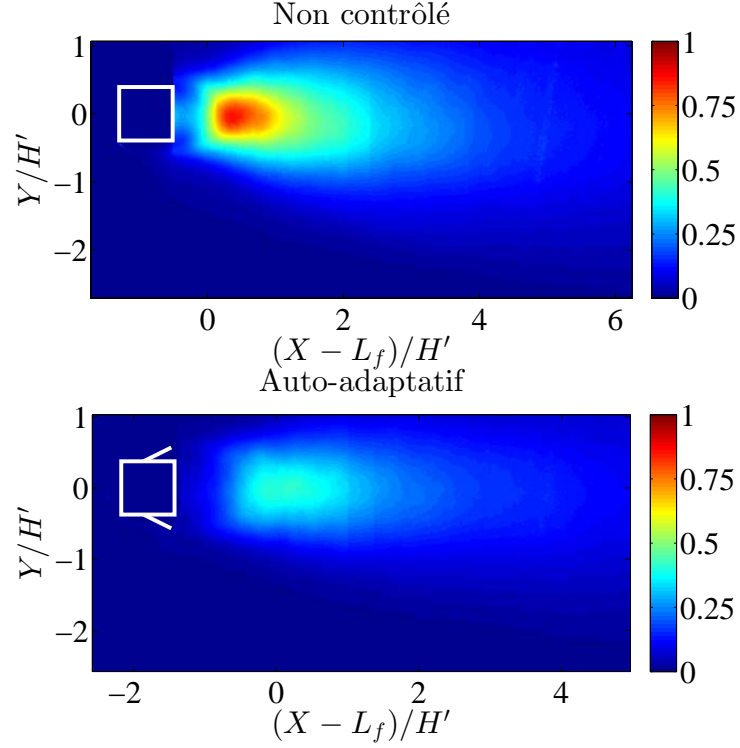


FIGURE 5.25 – Champ des fluctuations de la vitesse projetée sur y , $\overline{v'^2}$, à $Re = 4.10^4$. La configuration de contrôle auto-adaptative correspond à l'utilisation de volets mobiles non-poreux ($\sigma = 100\%$). Tous les termes sont normalisés par U_∞^2 .

cohérentes qui apparaissent dans le sillage du cylindre et plus particulièrement à la façon dont ces structures sont entraînées vers l'aval du sillage. La diminution de l'intensité de cette grandeur par le dispositif de contrôle mise en évidence sur la figure 5.25 pourrait donc découler d'une modification de la dynamique du sillage dont dépendrait donc la réduction de traînée.

5 Synthèse

Dans ce chapitre, on se proposait de lier la réduction de traînée qu'implique l'utilisation des dispositifs de contrôle passif et auto-adaptatifs aux modifications que subit l'écoulement. Pour cela, on a proposé d'adapter au cas de l'étude une méthode d'analyse du sillage, basée sur un bilan de quantité de mouvement. Cette méthode fait apparaître trois contributions différentes des grandeurs de l'écoulement à la traînée. La première est liée au déficit de vitesse moyenne, la seconde à l'anisotropie de l'écoulement turbulent et la troisième au blocage induit par le cylindre. La valeur de la traînée a été estimée grâce à la somme de ces trois termes. Les résultats obtenus par analyse du sillage ont montré une bonne concordance entre les valeurs de traînée estimées par mesure de balance et ont confirmé l'efficacité des volets.

De plus, en analysant chacun des termes, on a montré que dans la région de l'écoulement proche du cylindre, la réduction de traînée est associée à la réduction du terme lié à l'anisotropie de l'écoulement

turbulent. Ce terme est piloté par la composante normale du tenseur de Reynolds et on a montré que c'était la réduction des fluctuations de vitesse transverse qui permettait d'aboutir à un contrôle efficace. Or, ce terme est directement lié à l'entraînement de l'écoulement, la réduction de traînée mesurée pourrait donc découler d'une modification de la dynamique du sillage. Cependant les analyses proposées ne permettent pas de prouver cette affirmation.

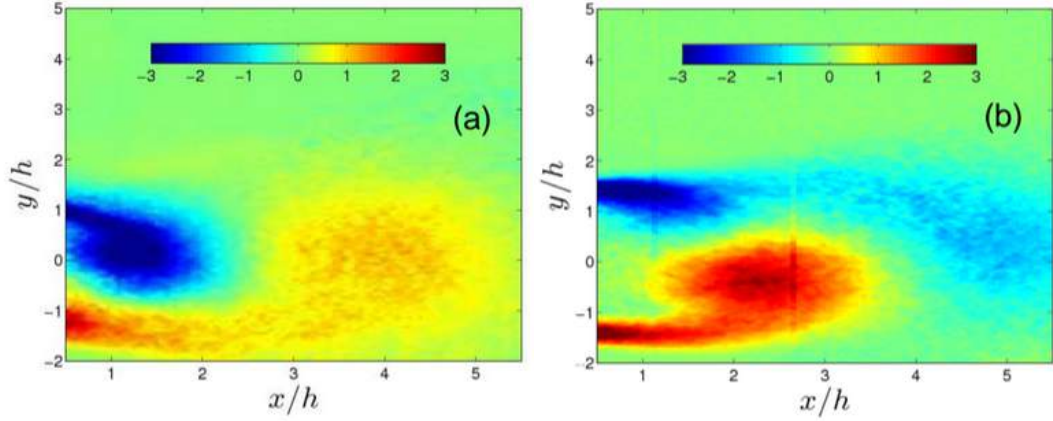


FIGURE 5.26 – Snapshots du champ de vorticité normalisé ($\omega_z h / U_\infty$ avec $h = 0,5H'$) pour (a) le cas naturel et (b) le cas de contrôle auto-adaptatif poreux ($\sigma = 90\%$) à $Re = 4.10^4$. Extrait de [92].

Afin de mettre en évidence ce phénomène, l'analyse des champs correspondant aux moments statistiques calculés à partir de la décomposition double de Reynolds est insuffisante. Il serait nécessaire de mettre en œuvre des méthodes de traitement ou de nouvelles expériences afin d'isoler la partie cohérente de la partie turbulente de l'écoulement. La figure 5.26 fournit un exemple d'un traitement qui pourrait être appliqué aux mesures dont on dispose. Les champs de vitesse naturel et contrôlé de manière auto-adaptative ($\sigma = 90\%$) sont filtrés et reconstruits à partir des deux premiers modes de l'analyse POD (Proper Orthogonal Decomposition [138], [116]). Ces modes contiennent environ 60% de l'énergie totale calculée et sont associés au lâcher tourbillonnaire [92]. Les champs de vorticité obtenus montrent l'effet du contrôle sur la dynamique du sillage. Les snapshots ont été sélectionnés pour que la position du centre vortex supérieur soit positionné en $X/H = 1,5$. Ainsi, dans le cas naturel, des structures vorticitaires de signe opposée sont lâchées alternativement le long de la ligne centrale en aval du cylindre. Dans le cas contrôlé, le lâcher des structures semble se synchroniser. Ce résultat pourrait expliquer l'ensemble des effets du contrôle mis en évidence dans ce manuscrit (allongement de la longueur de recirculation, expansion du sillage moins rapide et réduction de l'entraînement) et laissent entrevoir les perspectives de travail qui restent à accomplir concernant le développement du dispositif de contrôle original introduit dans cette étude.

Conclusions et perspectives

Notre travail avait pour première ambition de permettre la conception et la caractérisation expérimentale d'un dispositif de contrôle "bio-inspiré" spécifique. L'adaptabilité de ce genre de systèmes les rend attrayants, en témoigne l'intérêt croissant qu'ils suscitent depuis plus de deux décennies. Deux configurations de contrôle différentes ont été présentées, une passive et une auto-adaptative. Leur principe de fonctionnement ne requiert pas l'apport d'énergie autre que celle déjà portée par l'écoulement. Elles sont donc particulièrement adaptées à la problématique de la réduction de la consommation de carburant qu'induit le contexte économique et environnemental actuel. Il s'agissait également d'ouvrir la voie vers la compréhension des interactions qui existent entre ce dispositif particulier et un écoulement fluide turbulent par le biais d'une étude expérimentale. Afin de répondre à ces ambitions, le choix a été fait d'implémenter le dispositif sur un objet cylindrique à section carrée. De plus, il existe beaucoup d'applications industrielles où la problématique de l'interaction entre un fluide et une structure est majeure et pour lesquelles des géométries cylindriques sont utilisées.

Les moyens de mesure stationnaires (PIV2C et pression pariétales) et instationnaires (Anémométrie au fil chaud, LDV2C et pesée) ont permis de mettre en évidence les principales caractéristiques de l'écoulement naturel. La topologie moyenne de l'écoulement du sillage du cylindre est caractérisée par la présence de deux zones de recirculation. Il a été prouvé que la traînée de forme qui en découle représentait 90% de la traînée totale en moyenne pour la gamme de Reynolds de l'étude, qui est comprise entre 2.10^4 et 6.10^4 . La topologie et la dynamique de l'écoulement dans le sillage du cylindre à section carrée sont liées à l'existence de deux couches de cisaillement initiées sur les deux arrêtes amont du cylindre et qui se développent de chaque côté de ce dernier. Le dispositif de contrôle a donc été placé sur les côtés du cylindre de telle sorte à ce qu'ils puissent interagir avec ces couches de cisaillement. Le dit dispositif se présente sous la forme d'une paire de volets, composés d'un cadre plastique rigide sur lequel on vient appliquer un tissu ou une feuille plastique. Le taux de blocage induit par le tissu a été déterminé expérimentalement. Lorsque la position angulaire du volet est fixe, la configuration est dite passive. Pour la configuration auto-adaptative, la liaison souple entre le volet et le cylindre autorise : la rotation du volet autour de son bord d'attaque et l'activation du système par le fluide. La nature de la liaison entre le volet et le cylindre a également donné lieu à une investigation expérimentale. L'interaction entre le volet et le fluide génère une réduction de traînée significative. Pour la configuration passive, la gamme de positions angulaires testées s'étendait de 15° à 45° . Une étude paramétrique a permis de déterminer que la position angulaire pour laquelle on obtient une efficacité maximale est de 20° . Dans cette configuration, dès lors que le taux de blocage induit par le matériau d'habillage est supérieur ou égal à 80%, une réduction de traînée comprise entre 16 et 36% est obtenue. Il a été montré que plus le taux de blocage du matériau d'habillage était élevé, plus la réduction de traînée mesurée était importante. Dans la suite, seuls deux matériaux et deux positions

angulaires ont été considérés pour le contrôle, les taux de blocage étaient de l'ordre de 90 et 100% et les positions angulaires étaient de 20° et 30° . Pour la configuration auto-adaptative, la réduction est comprise entre 17 et 19% sur la gamme de Re de l'étude et la position moyenne du volet est de l'ordre de 26° . Pour cette configuration, l'effet du taux de blocage du matériau dont est constitué le volet est limité. Il a également été observé que les mesures d'effort semblaient peu dépendantes vis-à-vis du nombre de Reynolds pour la gamme étudiée. Un résultat similaire a pu être établi pour les mesures anémométriques et ce indépendamment de la configuration étudiée. Pour l'ensemble des configurations d'intérêt, la réduction de traînée est accompagnée d'une élévation de la pression à l'arrière du cylindre, d'une augmentation de la longueur de recirculation arrière et d'une réduction de la largeur du sillage. Cependant, la largeur du sillage prise à l'abscisse de la longueur de recirculation reste du même ordre de grandeur que pour l'écoulement naturel. Ce résultat tend à montrer que les volets ne modifient pas la taille de l'objet vu par le fluide. L'analyse des profils de vitesses moyennes et fluctuantes sur la ligne centrale derrière le cylindre a permis de montrer que le contrôle avait un impact important sur le sillage proche. Pourtant, en utilisant un critère adaptée pour l'adimensionnalisation, on peut faire apparaître une forme quasi-universelle des profils de vitesse. L'analyse des champs de vitesse confirme les changements topologiques observés et permet de montrer que le contrôle aboutit également à une réduction des fluctuations de vitesse. Une meilleure compréhension du lien qui existe entre les changements observés dans le sillage du cylindre et la réduction de traînée qui en résulte est obtenue par une méthode d'analyse basée sur un bilan de quantité de mouvement. Les résultats qui en découlent montrent que dans le sillage proche du cylindre, la réduction de traînée est pilotée par une action sur l'entraînement du fluide liée à la réduction des fluctuations de vitesse transverse. L'action principale du contrôle se fait donc sur les structures cohérentes qui se développent dans le sillage et la façon dont ces structures sont entraînées vers l'aval de l'écoulement. Ces résultats suggèrent que le dispositif de contrôle modifie la dynamique du sillage.

Cette étude ne constitue que les prémices du travail qui pourra être entrepris en vue du développement de ce genre de dispositif et laisse la porte ouverte pour de nombreuses voies de recherche en vue de son optimisation. En perspective, le plus urgent serait de confirmer l'hypothèse portant sur la modification de la dynamique du sillage par le dispositif de contrôle. Pour ce faire, il serait intéressant de poursuivre l'analyse des mesures PIV par le biais d'un outil de type décomposition en mode propres orthogonaux (POD). Ce dernier permettrait d'extraire les représentations les plus énergétiques de l'écoulement étudié. Il est, en effet, admis que certaines de ces représentations peuvent être associées à la présence de structures cohérentes. Dans le cas d'une analyse statistique basée sur l'emploi de l'opération de moyenne et sur une décomposition double comme il a été fait dans ce manuscrit, ces structures qui dominent le sillage du cylindre à section carrée restent masquées. L'outil POD pourrait donc nous permettre de mettre en évidence les changements qu'opère le dispositif de contrôle sur la dynamique du sillage. L'analyse de mesures obtenues par fil chaud dans le sillage de l'écoulement du cylindre contrôlé pourrait également permettre de confirmer cette hypothèse. Ces analyses n'ont pu être proposées dans ce manuscrit faute de temps. De plus, on a montré que l'efficacité du système dépendait en grande partie de la position angulaire moyenne du volet et qu'en configuration fixe, l'angle permettant la réduction optimale était de 20° . Cependant dans cette configuration, la robustesse du contrôle n'est pas garantie : rien n'indique par exemple que l'on obtiendrait les mêmes effets si l'angle d'incidence du cylindre était modifié. Il pourrait donc être intéressant de développer un dispositif de contrôle permettant à la fois d'allier l'efficacité des dispositifs passifs et la robustesse du dispositif adaptatif. Une première action pourrait donc être de modifier la liaison entre le volet et le cylindre.

On pourrait par exemple remplacer la liaison souple par une liaison commandée. L'action serait alors double. Piloter la liaison impliquerait tout d'abord d'utiliser une liaison rigide dont les propriétés seraient maîtrisées. Cela permettrait également d'implémenter un contrôle en boucle fermée. Cependant, ce type de contrôle ne peut être envisagé sans avoir au préalable caractérisé la dynamique des volets par rapport à la dynamique de l'écoulement (structures cohérentes). Cette caractérisation pourrait permettre de proposer un modèle dynamique du système qui pourrait par la suite être implémenté afin de réaliser un contrôle optimal de l'écoulement. Toujours dans un but d'optimisation du rendement du dispositif de contrôle, un travail sur la masse des volets pourrait également être envisagé. Enfin, durant ces travaux de thèse, le choix a été fait de limiter les degrés de liberté des volets à la rotation autour de leurs bords d'attaque. L'action du dispositif était donc bidimensionnelle. On pourrait aussi bien imaginer développer par la suite un dispositif permettant de prendre en compte la tridimensionnalité de l'écoulement, en découpant le volet en plusieurs sections indépendantes les unes des autres ou en autorisant une certaine flexibilité de l'ensemble par exemple.

Annexes

Annexe A

Complément sur la technique de mesure fil chaud

1 Principe de la mesure

La technique de mesure au fil chaud est basée sur la mesure d'un échange thermique entre le fluide en mouvement et un fil de métal de très petite dimension (de l'ordre du μm) surchauffé par effet Joule. En faisant un bilan de puissance, on obtient une égalité entre la variation d'énergie dans le temps et la différence entre la puissance électrique apportée au fil pour le faire chauffer et la puissance thermique échangée du fil vers le fluide. En considérant que l'énergie thermique échangée l'est principalement par convection forcée et pour un système à l'équilibre, on peut écrire la relation suivante :

$$R_w I_w^2 = h_f S_w (T_w - T_f), \quad (\text{E-A.1})$$

où I_w représente la tension au borne du fil et R_w est la résistance électrique du fil à la température T_w . h_f représente le coefficient de convection du fluide, dont la température est également représentée par T_f et S_w est la surface du fil en contact avec l'écoulement. Cependant, cette équation ne permet pas encore de mettre en lumière la relation entre la variable observée (intensité ou tension à travers la formule, $E_w = R_w I_w$) et la donnée physique que l'on souhaite mesurer, la vitesse U_f .

Pour faire le lien entre ces deux grandeurs, on doit exprimer h_f sous sa forme adimensionnée, en se servant du nombre de Nusselt, Nu , qui s'exprime sous la forme :

$$Nu_f = \frac{h_f d_w}{\lambda_f}, \quad (\text{E-A.2})$$

où d_w et λ_f désignent respectivement le diamètre du fil et la conductivité thermique du fluide évaluée à la température du film (i.e. la moyenne entre la température du fil et celle du fluide). Reste à déterminer la loi de transfert de chaleur en fonction de la vitesse adimensionnée, c'est à dire du nombre de Reynolds, Re_w calculée à partir du diamètre du fil ($Re_w = d_w U_f / \nu$) pour un cylindre circulaire. King dans [77], a proposé en 1914 une première loi, permettant de lier nombre de Reynolds et Nusselt :

$$Nu = 1 + \sqrt{2\pi Re_w}. \quad (\text{E-A.3})$$

Néanmoins elle est limitée à un fluide possédant un nombre de Prandlt de 1 (diffusion visqueuse = diffusion thermique) l'écoulement étant bidimensionnel, potentiel ($l/d \gg 1$) et stationnaire. La relation de Kramers, [81] :

$$Nu = 0.42Pr^{1/5} + 0.57\sqrt{Re_w}Pr^{1/5}, \quad (\text{E-A.4})$$

est quant à elle moins restrictive et s'applique pour $0.1 < Re_w < 10000$. Dans cette équation, Pr , désigne le nombre de Prandlt défini comme le rapport entre la viscosité cinématique et le coefficient de diffusivité thermique du fluide. D'une manière plus générale, on pourra écrire la loi de transfert de chaleur sous la forme :

$$Nu = a_0 + b_0\sqrt{U_f}, \quad (\text{E-A.5})$$

où a_0 et b_0 désignent des coefficients qui peuvent dépendre de différents paramètres tels que le nombre de Prandtl, la longueur du fil, etc. En prenant en compte la dépendance linéaire de la résistance du fil en température (i.e. $R_w = R_0[1 + \alpha(T_w - T_f)]$ avec $\alpha = \frac{1}{R_w} \frac{\partial R_w}{\partial T}$) et en remplaçant Nu par l'expression ci-dessus dans l'équation E-A.6, on obtient une relation de la forme suivante :

$$\frac{R_w}{R_w - R_0} I_w^2 = A_0 + B_0\sqrt{U_f}, \quad (\text{E-A.6})$$

avec $A_0 = \lambda_f S_w a_0 / d_w \alpha R_0$ et $B_0 = \lambda_f S_w b_0 / d_w \alpha R_0$. Afin de mesurer la vitesse de l'écoulement, on peut garder l'intensité constante et mesurer les fluctuations de la tension à travers celle de la résistance, on parlera alors d'anémomètre à courant constant (Constant Current Anemometer, CCA). Obsolète aujourd'hui, cette technique dédiée aux mesures de température, n'est pas présentée dans ce manuscrit. La seconde technique, celle qui a été utilisée dans le cadre de la thèse, consiste à maintenir la résistance constante et à mesurer U_f à travers les fluctuations de I_w . On parlera alors d'anémomètre à température constante (Constant Temperature Anemometer, CTA).

2 Étalonnage du dispositif

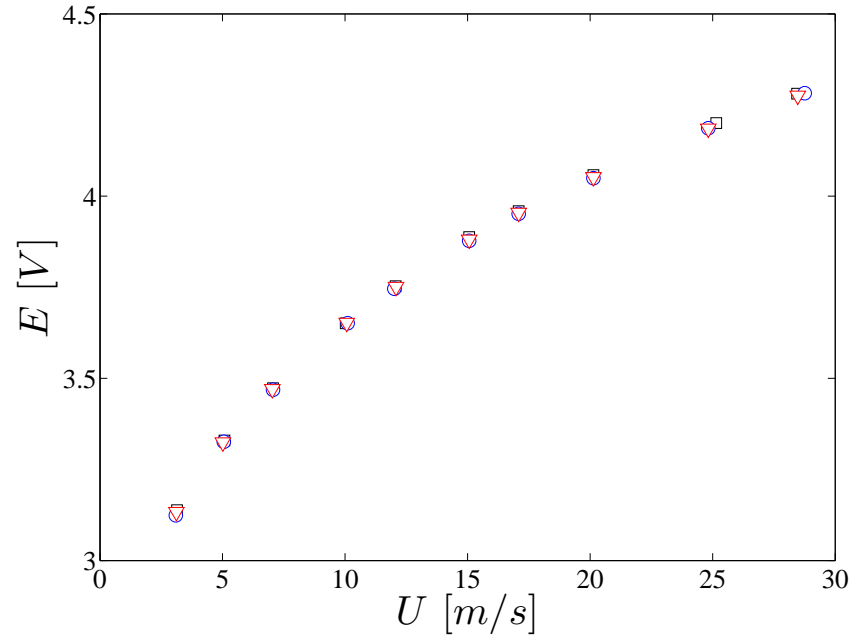
L'utilisation d'un système de mesure de vitesse au fil chaud de type CTA, implique de procéder à un étalonnage empirique de l'anémomètre. Pour cela, on mesure la tension en sortie de l'anémomètre pour une plage de vitesse donnée et on en déduit les coefficients A , B et n de la loi de King modifiée :

$$E_w^2 = AU^n + B. \quad (\text{E-A.7})$$

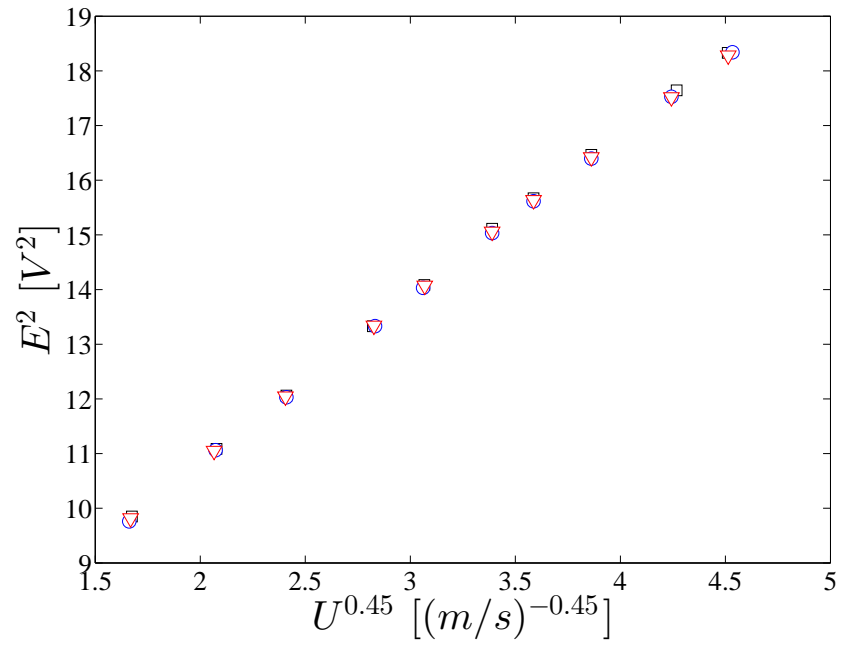
Pour la configuration qui nous intéresse, on a utilisé la relation de Collis et Williams (valable pour $0.02 < Re_w < 44$, [38]) :

$$E_w^2 = AU^{0.45} + B. \quad (\text{E-A.8})$$

Dans la pratique, trois étalonnages de la sonde fil chaud ont été effectués quotidiennement (une le matin, une en début d'après-midi et une en fin de journée) pour 8 valeurs de vitesses d'écoulements comprises entre 3 et 30 m/s. La température dans la salle de manipulation est relevée à l'aide d'un thermomètre et la variation de température au cours de la journée ne dépasse pas 2 °C soit 10% de la valeur moyenne de la température ambiante. Sur les figures A.1(a) et A.1(b), un exemple de trois courbes d'étalonnage journalière d'un même fil chaud est représenté. Les trois courbes se superposent, on peut donc considérer que durant une même journée, les variations de température dans la salle de manipulation ne sont pas suffisantes pour affecter la mesure de manière significative.



(a)



(b)

FIGURE A.1 – Étalonnage fil chaud réalisé : \square le matin , \circ l'après-midi et ∇ le soir.

Annexe B

Compléments sur la détermination du blocage induit par le tissu

Méthode de calcul utilisée pour le traitement d'image : Méthode d'Otsu

Si en théorie, la binarisation d'image semble aisée, la définition du seuil utilisé dont dépend le calcul du paramètre σ doit cependant être faite en respectant certaines précautions. En effet, si le seuil choisi est trop haut, alors l'image seuillée contiendra des pixels noirs qui ne font pas partie du tissu, mais de bruits ou d'ombres qui ont un niveau de gris proche de celui du tissu. Dans ce cas, le taux de blocage sera surestimé. À l'inverse, prendre un taux de seuillage trop faible entraînera une sous-estimation du taux de blocage. Afin de déterminer un seuil optimal, on appliquera une méthode de seuillage automatique en se basant sur l'étude de l'histogramme des images. Dans le cas idéal, cet histogramme se compose de deux pics correspondants respectivement à l'objet de l'étude et au fond de l'image (maximums locaux), séparés par une vallée, dont le fond correspond à la valeur du seuil pour la binarisation de l'image (minimum local). Cependant, pour des cas comme le nôtre où la vallée entre les deux pics est large et plate (voir figure 3.17(c)) appliqué une technique différentielle n'est pas possible.

On applique donc la méthode d'Otsu [105] qui utilise une intégration de l'histogramme. On considère pour cela une image dont l'intensité varie entre 0 et $N-1$. Cette méthode consiste à minimiser la variance intra-classe, σ_W^2 , définie dans l'équation E-B.1 afin de calculer un seuil optimal, noté k . ω_j représente la probabilité du pixel de se trouver dans la classe j . La définition des termes en ω_j , est donnée dans les équations, E-B.2 et E-B.4. σ_j représente la variance de ces classes, la définition des termes σ_j est donnée dans les équations, E-B.3 et E-B.5. Pour finir, la variable p_i est définie telle que $\sum_{i=1}^N p_i = 1$ et $p_i = n_i/N$ ou n_i représente le nombre de pixels de niveau i .

$$\sigma_W^2(k) = \omega_0(k)\sigma_0^2(k) + \omega_1(k)\sigma_1^2(k) \quad (\text{E-B.1})$$

$$\omega_0(k) = \sum_{i=1}^k p_i \quad (\text{E-B.2})$$

$$\sigma_0^2(k) = (i - \sum_{i=1}^k ip_i)^2 pi / \omega_0 \quad (\text{E-B.3})$$

$$\omega_1(k) = \sum_{i=k+1}^N p_i \quad (\text{E-B.4})$$

$$\sigma_0^2(k) = (i - \sum_{i=k+1}^N ip_i)^2 pi / \omega_0 \quad (\text{E-B.5})$$

$$(\text{E-B.6})$$

Otsu, montre que minimiser la variance intra-classe revient à maximiser la variance inter-classe, σ_B^2 définie par l'équation E-B.7. Les termes de l'équation étant explicités dans les équations E-B.8 et E-B.9. En maximisant σ_B^2 , on peut ainsi définir le seuil que l'on utilisera pour la binarisation. Cette méthode a l'avantage d'être simple à mettre en place, stable et reste applicable à des cas généraux.

$$\sigma_B^2(k) = \sigma_T^2 - \sigma_W^2(k) \quad (\text{E-B.7})$$

$$\sigma_B^2(k) = \omega_0(k)\omega_1(k) \left(\sum_{i=k+1}^N ip_i - \sum_{i=1}^k ip_i \right)^2 \quad (\text{E-B.8})$$

$$\sigma_T^2 = \sum_{i=1}^N ip_i \quad (\text{E-B.9})$$

$$(\text{E-B.10})$$

Annexe C

Complément sur l'influence des différents paramètres sur les résultats de mesure d'efficacité

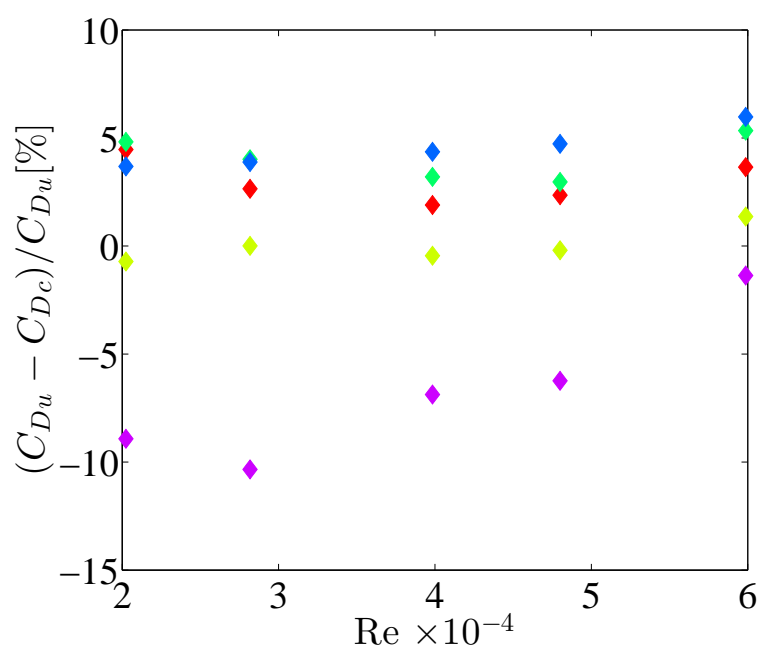


FIGURE C.1 – Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re pour $\sigma = 36\%$, $\color{red}\blacklozenge \theta = 00^\circ$, $\color{yellow}\blacklozenge \theta = 15^\circ$, $\color{green}\blacklozenge \theta = 20^\circ$, $\color{blue}\blacklozenge \theta = 30^\circ$ et $\color{violet}\blacklozenge \theta = 45^\circ$.

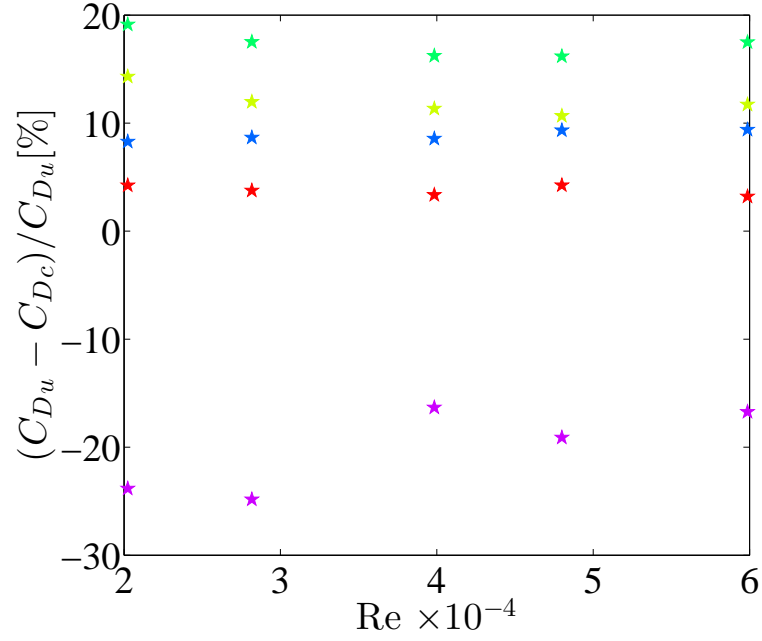


FIGURE C.2 – Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re pour $\sigma = 78\%$, $\star \theta = 00^\circ$, $\star \theta = 15^\circ$, $\star \theta = 20^\circ$, $\star \theta = 30^\circ$ et $\star \theta = 45^\circ$.

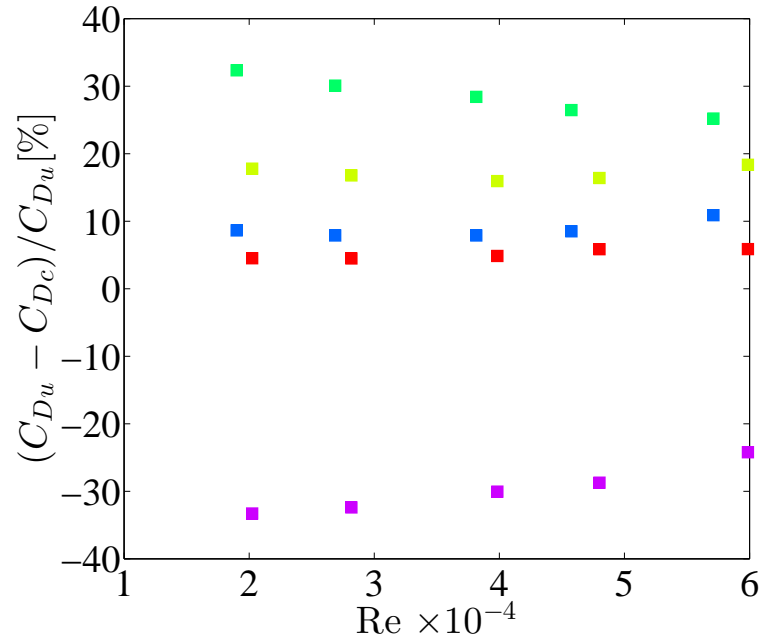


FIGURE C.3 – Mesure de la réduction de traînée en fonction de Re pour $\sigma = 90\%$, $\star \theta = 00^\circ$, $\star \theta = 15^\circ$, $\star \theta = 20^\circ$, $\star \theta = 30^\circ$ et $\star \theta = 45^\circ$.

Annexe D

Complement étude en un point

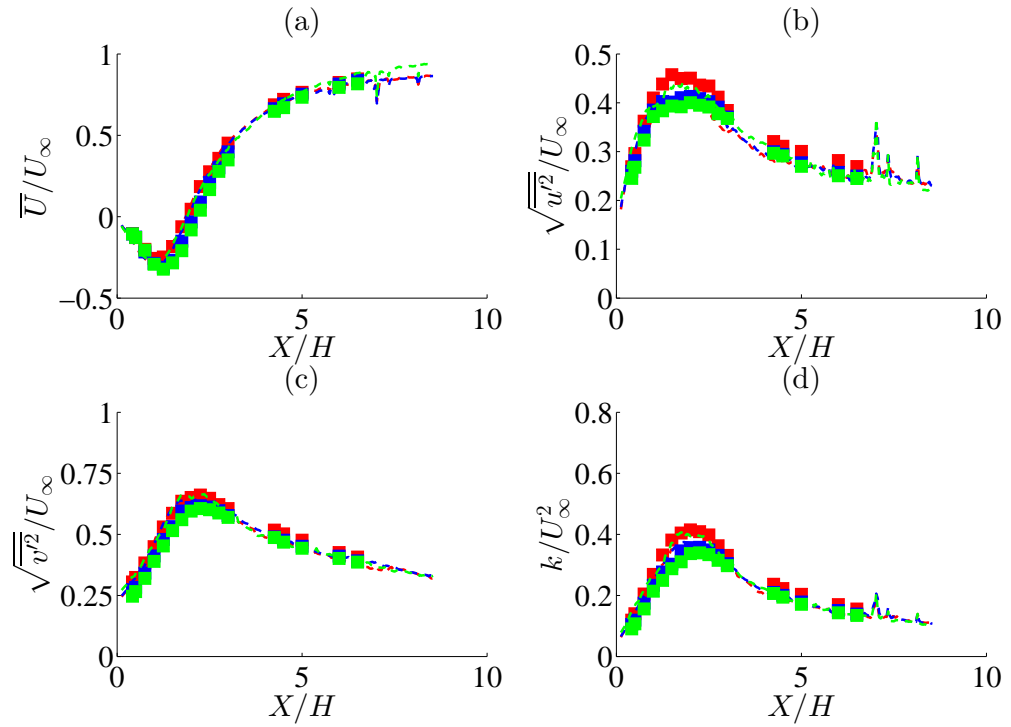


FIGURE D.1 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle auto-adaptatif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 100\%$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenu par PIV2C (—) et LDV2C (■), $Re_H = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 .

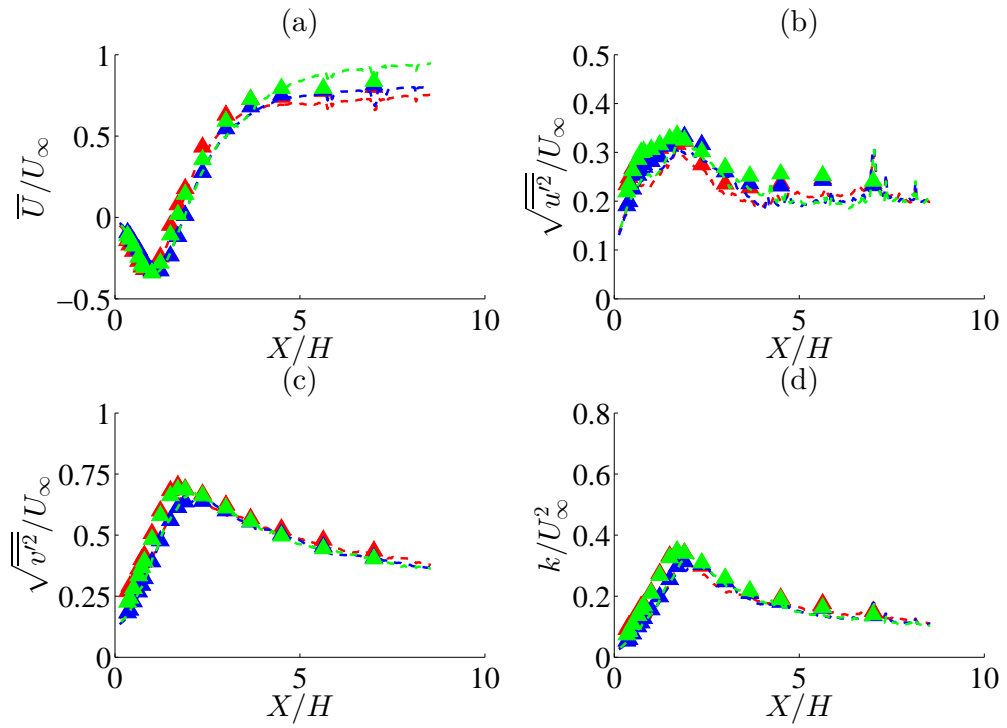


FIGURE D.2 – Moments statistiques d'ordre 1 et 2 sur la ligne centrale dans le sillage du cylindre avec contrôle passif ($Y/H = 0$, $Z/H = 0$ et $\sigma = 100\%$, $\theta = 20^\circ$), normalisés par la vitesse en entrée de veine, U_∞ et obtenu par PIV2C (—) et LDV2C (\blacktriangle), $Re_H = 2.10^4$, 4.10^4 , 6.10^4 .

Bibliographie

- [1] Proposal for a Directive of the European Parliament and of the Council amending Council Directive 96/53/EC. 15/4/2013.
- [2] IPCC, 2014 : Climate Change 2014 : Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Technical report, IPCC, Geneva, Switzerland, 2014.
- [3] S. Ahmed, G. Ramm, and G. Faltn. Some Salient Features Of The Time-Averaged Ground Vehicle Wake. Technical report, SAE Technical Paper, feb 1984.
- [4] J. L. Aider, J. F. Beaudoin, and J. E. Wesfreid. Drag and lift reduction of a 3D bluff-body using active vortex generators. *Experiments in Fluids*, 48(5) :771–789, oct 2010.
- [5] J. L. Aider, J.-J. Lasserre, J.-F. Beaudoin, V. Herbert, and J.-E. Wesfreid. Contrôle d’écoulement en aérodynamique automobile. In *CFM*, pages 24–28, 2009.
- [6] R. A. Antonia and S. Rajagopalan. Determination of drag of a circular cylinder. *AIAA Journal*, 28(10) :1833–1834, oct 1990.
- [7] C. J. Apelt, G. S. West, and A. A. Szewczyk. The effects of wake splitter plates on the flow past a circular cylinder in the range $10^4 < R < 5.10^4$. *J. Fluid Mech*, 61 :187–198, 1973.
- [8] S. Balachandar, R. Mittal, and F. M. Najjar. Properties of the mean recirculation region in the wakes of two-dimensional bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 351 :167–199, nov 1997.
- [9] Y. Bar-Cohen. *Biomimetics : Biologically Inspired Technologies*. Crc press edition, 2005.
- [10] Y. Bar-Cohen. *Biomimetics : Nature-Based Innovation*. CRC Press, 2011.
- [11] P. Bearman and T. Morel. Effect of free stream turbulence on the flow around bluff bodies. *Progress in Aerospace Sciences*, 20(2-3) :97–123, jan 1983.
- [12] P. Bearman and D. Trueman. An Investigation of the Flow Around Rectangular Cylinders. *Aeronautical Quarterly*, 23 :229–237, 1972.
- [13] P. W. Bearman. Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates. *Journal of Fluid Mechanics*, 21(02) :241, mar 1965.
- [14] P. W. Bearman. On vortex street wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 28(04) :625, mar 1967.
- [15] P. W. Bearman and E. D. Obasaju. An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-section cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 119 :297–321, 1982.
- [16] P. W. Bearman and J. C. Owen. Reduction of bluff-body drag and suppression of vortex shedding by the introduction of wavy separation lines. *Journal of Fluids and Structures*, 12(1) :123–130, 1998.

- [17] D. W. Bechert, M. Bruse, W. Hage, and R. Meyer. Fluid mechanics of biological surfaces and their technological application. *Naturwissenschaften*, 87(4) :157–171, 2000.
- [18] H. Bénard. Formation de centre de giration à l’arrière d’un obstacle en mouvement. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences*, pages 839–842, 1908.
- [19] L. H. Benedict and R. D. Gould. Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Experiments in Fluids*, 22(2) :129–136, dec 1996.
- [20] J. M. Benyus. *Biomimicry : Innovation Inspired by Nature*. 1997.
- [21] A. Betz. A method for the direct determination of wing-section drag. Technical report, nov 1925.
- [22] B. Bhushan. Biomimetics : lessons from nature—an overview. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 367(1893) :1445, 2009.
- [23] R. B. Bird, W. E. Stewart, and Edwin N. Lightfoot. *Transport phenomena. 2nd.*. 2nd edition, 2002.
- [24] R. D. Blevins. Applied fluid dynamics handbook. *New York, Van Nostrand Reinhold Co., 1984*, 568 p., 1, 1984.
- [25] M. S. Bloor. The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 19(02) :290–304, mar 1964.
- [26] M. S. Bloor and J. H. Gerrard. Measurements on turbulent vortices in a cylinder wake. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 294(1438) :319–342, oct 1966.
- [27] R. H. Bonser. Patented Biologically-inspired Technological Innovations : A Twenty Year View. *Journal of Bionic Engineering*, 3(1) :39–41, mar 2006.
- [28] A. Bottaro and J.-P. Brancher. Biomimetic flow control. *Comptes Rendus Mécanique*, 340(1-2) :1–2, jan 2012.
- [29] M. Braza, P. Chassaing, and H. H. Minh. Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 2(8) :1461, aug 1990.
- [30] L. W. B. Browne and R. A. Antonia. Reynolds shear stress and heat flux measurements in a cylinder wake. *Physics of Fluids*, 29(3) :709, mar 1986.
- [31] C. Brun and T. Goossens. 3D coherent vortices in the turbulent near wake of a square cylinder. *Comptes Rendus Mécanique*, 336(4) :363–369, apr 2008.
- [32] C. H. Bruneau and I. Mortazavi. Passive control of the flow around a square cylinder using porous media. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 46(4) :415–433, 2004.
- [33] C.-H. Bruneau and I. Mortazavi. Numerical modelling and passive flow control using porous media. *Computers & Fluids*, 37(5) :488–498, jun 2008.
- [34] P. Buchhave. *The measurement of turbulence with the burst-type laser Doppler anemometer : errors and correction methods*. PhD thesis, State Univ. of New York, Buffalo., 1979.
- [35] P. Buchhave and W. K. George. Bias corrections in turbulence measurements by the laser Doppler anemometer. In *3rd Int. Workshop on Laser Velocimetry*, pages 110–119, Purdue University, 1978.
- [36] M. Chinaud, J. Rouchon, E. Duhayon, J. Scheller, S. Cazin, M. Marchal, and M. Braza. Trailing-edge dynamics and morphing of a deformable flat plate at high Reynolds number by time-resolved PIV. *Journal of Fluids and Structures*, 47 :41–54, may 2014.

-
- [37] H. Choi, W.-P. Jeon, and J. Kim. Control of Flow Over a Bluff Body. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40 :113–139, 2008.
 - [38] D. C. Collis and M. J. Williams. Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 6(03) :357, mar 1959.
 - [39] M. R. Cowie. Annotated references in epidemiology. *European journal of heart failure*, 1(1) :101–7, mar 1999.
 - [40] R. Darekar and S. Sherwin. Flow past a bluff body with wavy stagnation face. *Journal of Fluids and Structures*, 15(3-4) :587–596, apr 2001.
 - [41] R. de Kat and B. W. van Oudheusden. Instantaneous planar pressure determination from PIV in turbulent flow. *Experiments in Fluids*, 52(5) :1089–1106, dec 2011.
 - [42] G. De Mestral. Velvet type fabric and method of producing same, sep 1955.
 - [43] A. Dobre, H. Hangan, and B. J. Vickery. Wake Control Based on Spanwise Sinusoidal Perturbations. *AIAA Journal*, 44(3) :485–492, may 2006.
 - [44] D. F. G. Durao, M. V. Heitor, and J. C. F. Pereira. Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder. *Experiments in fluids*, 30(5) :298–304, 1988.
 - [45] J. Dyck. The Evolution of Feathers. *Zoologica Scripta*, 14(2) :137–154, apr 1985.
 - [46] R. V. Edwards and A. S. Jensen. Particle-sampling statistics in laser anemometers : sample-and-hold systems and saturable systems. *Journal of Fluid Mechanics*, 133 :397–411, aug 1983.
 - [47] A. Ennos, J. Hickson, and A. Roberts. Functional morphology of the vanes of the flight feathers of the pigeon *Columba livia*. *J. Exp. Biol.*, 198(5) :1219–1228, may 1995.
 - [48] A. Fage and F. C. Johansen. On the Flow of Air behind an Inclined Flat Plate of Infinite Span. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 116(773) :170–197, 1927.
 - [49] J. Favier, A. Dauplain, D. Basso, and A. Bottaro. Passive separation control using a self-adaptive hairy coating. *Journal of Fluid Mechanics*, 627(1) :451–483, 2009.
 - [50] L. H. Feng and J. J. Wang. Circular cylinder vortex-synchronization control with a synthetic jet positioned at the rear stagnation point. *Journal of Fluid Mechanics*, 662 :232–259, nov 2010.
 - [51] A. Feuvrier, N. Mazellier, and A. Kourta. Contrôle biomimétique de l’écoulement autour d’un cylindre carré. In *21ème Congrès Français de Mécanique, 26 au 30 août*, Bordeaux, France (FR), dec 2013.
 - [52] A. Feuvrier, N. Mazellier, and A. Kourta. Self-adaptive control of a bluff body wake by means of porous flaps. *International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation*, 5(1) :57–67, 2013.
 - [53] F. E. Fish and J. T. Beneski. *Evolution and Bio-Inspired Design : Natural Limitations*. Springer London, London, 2014.
 - [54] F. E. Fish and G. V. Lauder. Passive and active flow control by swimming fishes and mammals. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 38(1) :193–224, jan 2006.
 - [55] G. Fourrié, L. Keirsbulck, L. Labraga, and P. Gilliéron. Bluff-body drag reduction using a deflector. *Experiments in Fluids*, 50(2) :385–395, jul 2010.
 - [56] J. R. French and B. M. Ahmed. The challenge of biomimetic design for carbon-neutral buildings using termite engineering. *Insect Science*, 17(2) :154–162, apr 2010.

- [57] M. Gad-el Hak. *Flow control : passive, active, and reactive flow management*. Cambridge Univ Pr, 2000.
- [58] G. Gan and S. B. Riffat. Pressure Loss Characteristics of Orifice and Perforated Plates. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1777(96) :160–165, feb 1997.
- [59] J. H. Gerrard. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(02) :401, mar 1966.
- [60] P. Gilliéron and A. Kourta. Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates. *Experiments in Fluids*, 48(1) :1–16, jul 2009.
- [61] H. J. Goett. Experimental Investigation of the Momentum Method for Determining Profile Drag. jan 1939.
- [62] T. Goossens. *Etude expérimentale et numérique du sillage turbulent et des forces instationnaires sur un obstacle bi-dimensionnel non profilé*. PhD thesis, Univ. Orléans, jan 2005.
- [63] S. Goujon-Durand, P. Jenffer, and J. Wesfreid. Downstream evolution of the Benard-von Karman instability. *Physical Review E*, 50(1) :308–313, jul 1994.
- [64] M. Grandemange, A. Mary, M. Gohlke, and O. Cadot. Effect on drag of the flow orientation at the base separation of a simplified blunt road vehicle. *Experiments in Fluids*, 54(5) :1529, may 2013.
- [65] O. M. Griffin. A note on bluff body vortex formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 284(1) :217, apr 1995.
- [66] J. Groth and A. Johansson. Turbulence reduction by screens. *Journal of Fluid Mechanics*, 197 :139–155, 1988.
- [67] J. M. Harkness. In Appreciation A Lifetime of Connections : Otto Herbert Schmitt, 1913 - 1998. *Physics in Perspective (PIP)*, 4(4) :456–490, dec 2002.
- [68] M. Hassan. Chez Airbus, la nature reste une source d’inspiration, sep 2010.
- [69] G. S. He, N. Li, and J. J. Wang. Drag reduction of square cylinders with cut-corners at the front edges. *Experiments in Fluids*, 55(6) :1745, may 2014.
- [70] S. F. Hoerner. *Fluid-dynamic drag : practical information on aerodynamic drag and hydrodynamic resistance*. Brick Town : Hoerner, 1965.
- [71] R. F. Huang, B. H. Lin, and S. C. Yen. Time-averaged topological flow patterns and their influence on vortex shedding of a square cylinder in crossflow at incidence. *Journal of Fluids and Structures*, 26(3) :406–429, apr 2010.
- [72] W.-H. Hucho. *Aerodynamics of Road Vehicles*. Butterworth Publishers, Stoneham, MA, 1988.
- [73] P. Huerre and P. A. Monkewitz. Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22(1) :473–537, jan 1990.
- [74] P. Huerre, P., & Monkewitz, P. Huerre, and P. A. Monkewitz. Absolute and convective instabilities in free shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 159(1) :151–168, 1985.
- [75] B. M. Jones. The measurement of profile drag by the pitot-traverse method. Technical report, HM Stationery Office., 1936.
- [76] K. C. Kim, M. B. Lee, S. Y. Yoon, J. S. Boo, and H. H. Chun. Phase averaged velocity field in the near wake of a square cylinder obtained by a PIV method. *Journal of Visualization*, 5(1) :29–36, mar 2002.

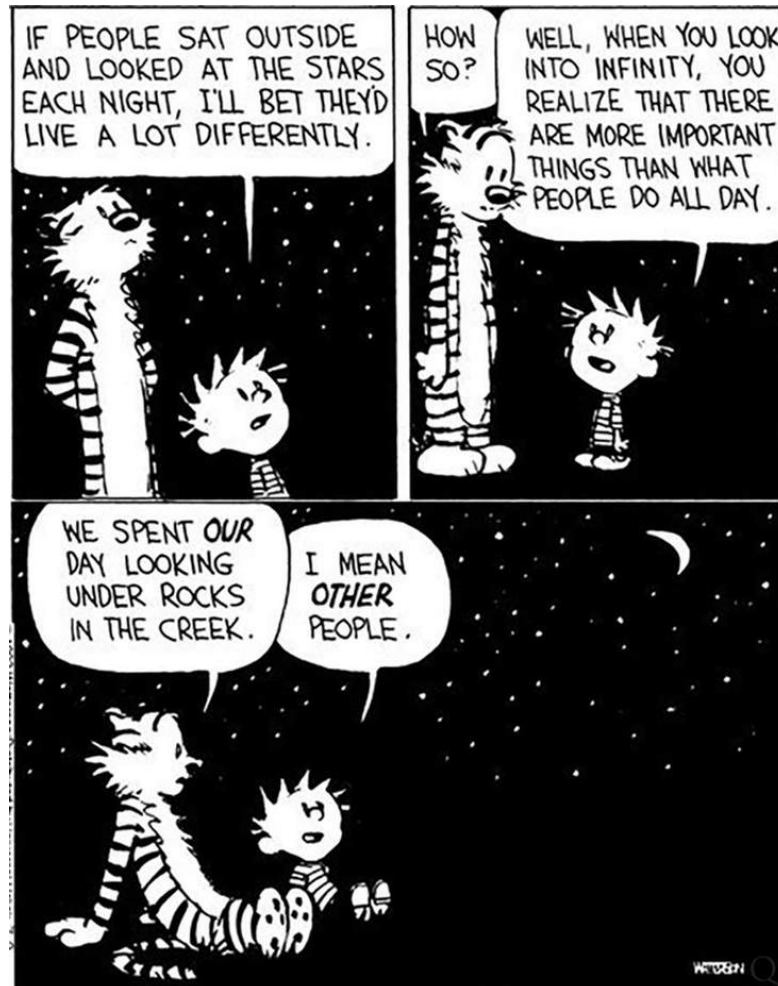
-
- [77] L. V. King. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid : determination of the convection constants of small platinum wires, with applications to hot-wire anemometry. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 90(622) :563–570, 1914.
 - [78] A. Kourta. Computation of Vortex Shedding in Solid Rocket Motors Using Time-Dependent Turbulence Model. *Journal of Propulsion and Power*, 15(3) :390–400, may 1999.
 - [79] A. Kourta, H. C. Boisson, P. Chassaing, and H. Ha Minh. Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech*, 181(1) :141–161, 1987.
 - [80] P. Koutmos, D. Papailiou, and A. Bakrozis. Experimental and computational study of square cylinder wakes with two-dimensional injection into the base flow region. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 23(2) :353–365, mar 2004.
 - [81] H. Kramers. Heat transfer from spheres to flowing media. *Physica*, 12(2-3) :61–80, jun 1946.
 - [82] S. Kunze and C. Brücker. Control of vortex shedding on a circular cylinder using self-adaptive hairy-flaps. *Comptes Rendus Mécanique*, 340(1-2) :41–56, jan 2012.
 - [83] D. F. Kurtulus, F. Scarano, and L. David. Unsteady aerodynamic forces estimation on a square cylinder by TR-PIV. *Experiments in Fluids*, 42(2) :185–196, nov 2006.
 - [84] P. Lavoie, G. Avallone, F. De Gregorio, G. P. Romano, and R. A. Antonia. Spatial resolution of PIV for the measurement of turbulence. *Experiments in Fluids*, 43(1) :39–51, may 2007.
 - [85] B. E. Lee. The effect of turbulence on the surface pressure field of a square prism. *J. Fluid Mech*, 69(2) :263–282, 1975.
 - [86] N. F. Lepora, P. Verschure, and T. J. Prescott. The state of the art in biomimetics. *Bioinspiration & biomimetics*, 8(1) :013001, mar 2013.
 - [87] W. Liebe. Der Auftrieb am Tragflügel : Entstehung und Zusammenbruch. *Aerokurier*, 12 :1520, 1979.
 - [88] D. A. Lyn, S. Einav, W. Rodi, and J.-H. H. Park. A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 304(-1) :285, apr 1995.
 - [89] D. A. Lyn and W. Rodi. The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 267(-1) :353, apr 1994.
 - [90] E. C. Maskell. A theory of the blockage effects on bluff bodies and stalled wings in a closed wind tunnel. Technical report, DTIC Document, 1963.
 - [91] N. Mazellier, A. Feuvrier, and A. Kourta. Biomimetic bluff body drag reduction by self-adaptive porous flaps. *Comptes Rendus Mécanique*, 627(March) :1–19, 2012.
 - [92] N. Mazellier, A. Feuvrier, and A. Kourta. Self-adaptive control of the turbulent wake of a square cylinder. In *3AF International Conference 50th on Applied Aerodynamics*, 2015.
 - [93] N. Mazellier and A. Kourta. Amélioration des performances aérodynamiques d’un profil au moyen d’un actionneur passif auto-adaptatif. In *20ème Congrès Français de Mécanique Besançon*, Besançon, France, 2011.
 - [94] McCallen R. C., K. Salari, J. M. Ortega, and E. Al. DOE’s Effort to Reduce Truck Aerodynamic Drag - Joint Experiments and Computations Lead to Smart Design. *AIAA Journal*, 2249, 2004.
 - [95] P. Meliga, E. Boujo, G. Pujals, and F. Gallaire. Sensitivity of aerodynamic forces in laminar and turbulent flow past a square cylinder. *Physics of Fluids*, 26(10) :104101, oct 2014.

- [96] P. Meliga, G. Pujals, and E. Serre. Sensitivity of 2-D turbulent flow past a D-shaped cylinder using global stability. *Physics of Fluids*, 24(6) :061701, jun 2012.
- [97] A. Melling. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12) :1406–1416, dec 1997.
- [98] P. Monkewitz and L. Nguyen. Absolute instability in the near-wake of two-dimensional bluff bodies. *Journal of Fluids and Structures*, 1(2) :165–184, apr 1987.
- [99] S. Nakagawa, K. Nitta, and M. Senda. An experimental study on unsteady turbulent near wake of a rectangular cylinder in channel flow. *Experiments in Fluids*, 27(3) :284–294, aug 1999.
- [100] H. Noda and A. Nakayama. Free-stream turbulence effects on the instantaneous pressure and forces on cylinders of rectangular cross section. *Experiments in fluids*, 34(3) :332–344, 2003.
- [101] C. Norberg. Effects of Reynolds number and a low-intensity freestream turbulence on the flow around a circular cylinder. Technical report, Chalmers University, Goteborg, Sweden, 1987.
- [102] C. Norberg. Flow around rectangular cylinders : pressure forces and wake frequencies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 49(1-3) :187–196, 1993.
- [103] C. Norberg. LDV-measurements in the near wake of a circular cylinder. In *Advances in Understanding bluff-body wakes and Vortex Induced Vibrations*, page 521, 1998.
- [104] M. Onorato, A. F. Costelli, and A. Garrone. Drag measurement through wake analysis. Technical report, Society of Automotive Engineers, Inc., Warrendale, PA, 1984.
- [105] N. Otsu. A threshold selection method from gray-level histograms. *Automatica*, 11(285-296) :23–27, 1975.
- [106] B. W. V. Oudheusden and F. Scarano. Instantaneous planar pressure field determination around a square-section cylinder based on time-resolved stereo-PIV. In *International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2008.
- [107] B. W. V. Oudheusden, F. Scarano, N. P. V. Hinsberg, and D. W. Watt. Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square-section cylinder at incidence. *Experiments in fluids*, 39(1) :86–98, may 2005.
- [108] J. C. Owen, P. W. Bearman, A. A. Szewczyk, J. C. O. Wen, and P. W. B. Earman. Passive control of VIV with drag reduction. *Journal of Fluids and Structures*, 15(3-4) :597–605, 2001.
- [109] M. Ozgoren. Flow structure in the downstream of square and circular cylinders. *Flow Measurement and Instrumentation*, 17(4) :225–235, aug 2006.
- [110] P. Paranthoën, L. Browne, S. Le Masson, F. Dumouchel, and J. Lecordier. Characteristics of the near wake of a cylinder at low Reynolds numbers. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 18(4) :659–674, jul 1999.
- [111] V. Parezanovic and O. Cadot. Experimental sensitivity analysis of the global properties of a two-dimensional turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 693 :115–149, jan 2012.
- [112] H. Park, D. Lee, W. P. Jeon, S. Hahn, J. Kim, J. Choi, and H. Choi. Drag reduction in flow over a two-dimensional bluff body with a blunt trailing edge using a new passive device. *Journal of Fluid Mechanics*, 563 :389–414, 2006.
- [113] M. Pastoor, L. Henning, B. R. Noack, R. King, and G. Tadmor. Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *Journal of fluid mechanics*, 608 :161–196, 2008.

-
- [114] I. G. Patone, W. Müller, R. Bannasch, and I. I. Rechenberg. Flexible flaps for separation control on a wing with low aspect ratio. Technical report, 1997.
 - [115] E. Pennisi. Manta machines. *Science*, 332(6033) :1028–1029, 2011.
 - [116] R. Perrin, M. Braza, E. Cid, S. Cazin, A. Barthet, A. Sevrain, C. Mockett, and F. Thiele. Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number using POD. *Experiments in Fluids*, 43(2-3) :341–355, aug 2007.
 - [117] H. Persillon and M. Braza. Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 365 :23–88, jun 1998.
 - [118] S. B. Pope. *Turbulent Flows*, volume 1. 2000.
 - [119] L. Prandtl. Über Flüssigkeiten bei sehr kleiner Reibung. In *Verh. III Intern. Math. Kongr.*, pages 484–491, Heidelberg, 1905.
 - [120] A. Prasad and C. Williamson. The instability of the shear layer separating from a bluff body. *Journal of fluid mechanics*, 333 :375–402, 1997.
 - [121] J. Raffel, M., Willert, C.E., Wereley, S.T., Kompenhans. *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. 2007.
 - [122] S. Rajagopalan and R. A. Antonia. Flow around a circular cylinder-structure of the near wake shear layer. *Experiments in fluids*, 38(4) :393–402, 2005.
 - [123] O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the Royal Society of London*, 35(224-226) :84–99, 1883.
 - [124] O. Reynolds. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Proceedings of the Royal Society of London*, 56(40-45) :336–339, 1894.
 - [125] W. C. Reynolds and A. K. M. F. Hussain. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 54(02) :263, mar 2006.
 - [126] W. H. Reynolds, O., Brightmore, A. W., & Moorby. *Papers on Mechanical and Physical Subjects : 1881-1900.*, volume 2. The University Press., 1901.
 - [127] J. Robichaux, S. Balachandar, and S. P. Vanka. Three-dimensional Floquet instability of the wake of square cylinder. *Physics of Fluids*, 11 :560, 1999.
 - [128] W. Rodi. Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 69-71(71) :55–75, jul 1997.
 - [129] A. Roshko. On the development of turbulent wakes from vortex streets. Technical report, 1954.
 - [130] A. Roshko. On the wake and drag of bluff bodies. *J. Aeronaut. Sci.*, 22 :124, 1955.
 - [131] A. K. Saha, K. Muralidhar, and G. Biswas. Experimental study of flow past a square cylinder at high Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 29(6) :553–563, dec 2000.
 - [132] H. Sakamoto and H. Haniu. Optimum suppression of fluid forces acting on a circular cylinder. *Journal of fluids engineering*, 116(2) :221–227, 1991.
 - [133] M. Schatz, T. Knacke, F. Thiele, R. Meyer, W. Hage, and D. W. Bechert. Separation Control by Self-Activated Movable Flaps. In AIAA, editor, *42th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, number January, Reno, USA, 2004.

- [134] L. Schiller and W. Linke. Pressure and frictional resistance of a cylinder at Reynolds numbers 5,000 to 40,000. jul 1933.
- [135] H. Schlichting, K. Gersten, and K. Gersten. *Boundary-layer theory*. Springer s edition, 2000.
- [136] C. P. Shao and Q. D. Wei. Control of vortex shedding from a square cylinder. *AIAA journal*, 46(2) :397, 2008.
- [137] S. Shukla, R. N. Govardhan, and J. H. Arakeri. Flow over a cylinder with a hinged-splitter plate. *Journal of Fluids and Structures*, 25(4) :713–720, may 2009.
- [138] L. Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I : Coherent structures. *Quarterly of applied mathematics*, 45(3) :561–571., 1987.
- [139] A. Sohankar, S. Mohagheghian, A. A. Dehghan, and M. Dehghan Manshadi. A smoke visualization study of the flow over a square cylinder at incidence and tandem square cylinders. *Journal of Visualization*, mar 2015.
- [140] E. Stanewsky. Adaptive wing and flow control technology. *Progress in Aerospace Sciences*, 37(7) :583–667, oct 2001.
- [141] G. G. Stokes. *On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums*. Pitt press edition, 1851.
- [142] P. J. Strykowski and K. R. Sreenivasan. On the formation and suppression of vortex shedding at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 218(-1) :71–107, apr 1990.
- [143] S. Szepessy and P. W. Bearman. Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 234(-1) :191, apr 2006.
- [144] S. F. Tardu. Coherent structures and riblets. *Applied Scientific Research*, 54(4) :349–385, jun 1995.
- [145] F. Thiesset. *Exploration analytique et experimentale des interactions coherence-turbulence au sein d\prime un ecoulement de sillage*. PhD thesis, Université de Rouen, 2011.
- [146] F. Thiesset, L. Danaila, and G. Godard. Influence des conditions initiales sur le champ proche d’un sillage de cylindre. In *CFM*, pages 1–6, 2009.
- [147] A. A. Townsend. Measurements in the Turbulent Wake of a Cylinder on JSTOR. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 190(1023) :551–561, 1947.
- [148] C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics, Volume 1*. Springer edition, 2007.
- [149] M. F. Unal and D. Rockwell. On vortex formation from a cylinder. Part 1. The initial instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 190 :491–512, apr 1988.
- [150] C. van Dam. Recent experience with different methods of drag prediction. *Progress in Aerospace Sciences*, 35(8) :751–798, nov 1999.
- [151] J. van Ommen, J. C. Schouten, M. L. vander Stappen, and C. M. van den Bleek. Response characteristics of probe-transducer systems for pressure measurements in gas-solid fluidized beds : how to prevent pitfalls in dynamic pressure measurements. *Powder Technology*, 106(3) :199–218, dec 1999.
- [152] B. W. van Oudheusden, F. Scarano, E. W. M. Roosenboom, E. W. F. Casimiri, and L. J. Souverein. Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows. *Experiments in Fluids*, 43(2-3) :153–162, feb 2007.

-
- [153] D. Venkataraman and A. Bottaro. Numerical modeling of flow control on a symmetric aerofoil via a porous, compliant coating. *Physics of Fluids*, 24(9) :093601, sep 2012.
- [154] B. J. Vickery. Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square n a turbulent stream cross-section in a smooth and i. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(03) :481–494, 1966.
- [155] T. Von Karman and H. Rubach. über den Mechanismus des Flüssigkeits-und Luftwiderstandes. *Phys. Z*, 13 :49–59, 1912.
- [156] C. J. Wang and J. Schlüter. Stall control with feathers : Self-activated flaps on finite wings at low Reynolds numbers. *Comptes Rendus Mécanique*, 340(1-2) :57–66, jan 2012.
- [157] T. Wei and C. R. Smith. Secondary vortices in the wake of circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 169(1) :513–533, 1986.
- [158] G. S. West and C. J. Apelt. The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 10^4 and 10^5 . *Journal of Fluid Mechanics*, 114(-1) :361, apr 1982.
- [159] J. Westerweel. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*, 16(3) :236–247, feb 1994.
- [160] C. Willert and M. Gharib. Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 10(4), jan 1991.
- [161] C. H. K. Williamson. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual review of fluid mechanics*, 28(1) :477–539, nov 1996.
- [162] C. H. K. Williamson. Advances in our understanding of vortex dynamics in bluff body wakes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 69 :3–32, 1997.
- [163] S. Yarusevych, P. E. Sullivan, and J. G. Kawall. Smoke-Wire Flow Visualization in Separated Flows at Relatively High Velocities. *AIAA Journal*, may 2012.
- [164] Y. Yeh and H. Z. Cummins. Localized fluid flow measurements with an He-Ke laser spectrometer. *Applied Physics Letters*, 4(10) :176, dec 1964.
- [165] M. M. Zdravkovich. *Flow Around Circular Cylinders Volume 1 : Fundamentals*. Oxford University Press., 1997.
- [166] M. M. Zdravkovich. *Flow around Circular Cylinders : Volume 2 : Applications*. Oxford University Press., 1997.
- [167] M. M. Zhang, L. Cheng, and Y. Zhou. Closed-loop-controlled vortex shedding and vibration of a flexibly supported square cylinder under different schemes. *Physics of Fluids*, 16(5) :1439, apr 2004.
- [168] M. M. Zhang, Y. Zhou, and L. Cheng. Closed-loop-manipulated wake of a stationary square cylinder. *Experiments in Fluids*, 39(1) :75–85, may 2005.
- [169] Y. Zhou and R. A. Antonia. Effect of initial conditions on vortices in a turbulent near wake. *AIAA Journal*, 32(6) :1207–1213, jun 1994.



Bill Watterson (1958 -)

Extrait de la bande dessinée *Calvin and Hobbes*

« *Don't cry because it's over, smile because it happened.* »

Dr. Seuss (1969 - 2007)

Audrey FEUVRIER

Contrôle bio-inspiré d'un sillage turbulent par stratégie passive ou auto-adaptative

Résumé :

Les décollements autour d'un corps en mouvement sont à l'origine de détériorations des performances aérodynamiques, de fatigues structurelles ou de nuisances sonores. La compréhension de ces phénomènes reste encore aujourd'hui l'un des enjeux majeurs de la recherche en aérodynamique. Le développement de systèmes permettant de contrôler l'écoulement et d'altérer ou de réduire les décollements apparaît comme une solution prometteuse en vue d'améliorer les performances aérodynamiques. On distingue les systèmes de contrôles passifs, simples d'utilisation mais incapables de s'adapter aux modifications de l'écoulement, des systèmes actifs qui disposent d'une grande adaptabilité mais nécessitent un apport extérieur d'énergie pour fonctionner. La stratégie du contrôle auto-adaptif s'apparente à un compromis entre ces deux méthodes. En s'inspirant de mécanismes présents dans la nature, elle permet d'associer amélioration des performances aérodynamiques, adaptabilité et autonomie. Ce travail de thèse porte sur l'étude expérimentale du contrôle du sillage turbulent d'un corps épais à l'aide d'actionneurs bio-inspirés avec un double objectif : i. déterminer les paramètres optimaux du dispositif de contrôle qui prend la forme d'un couple de volets flexibles, ii. identifier les mécanismes physiques d'interactions entre l'actionnement et l'écoulement. Pour mener à bien cet objectif, de nombreux instruments de mesure complémentaires ont été mis en oeuvre. Une étude paramétrique a permis de démontrer l'efficacité du dispositif pour différentes configurations (fixes et auto-adaptatives) et d'identifier des configurations d'intérêt. La caractérisation de l'écoulement autour et dans le sillage du cylindre carré sans et avec contrôle a révélé un allongement de la longueur de recirculation à l'arrière du cylindre et la réduction de l'expansion du sillage. L'un des résultats majeurs de l'étude est que la réduction de traînée obtenue est principalement liée à une action du système sur l'anisotropie des fluctuations de l'écoulement et plus particulièrement sur l'entraînement du fluide dans le sillage de l'obstacle.

Mots clés : aérodynamique, contrôle d'écoulements, contrôle auto-adaptatif, biomimétique, corps épais, cylindre carré, expériences en soufflerie.

Bio-inspired flow control of a turbulent wake by means of passive and self-adaptive strategies

Abstract :

Flow separations around moving bodies lead to detrimental effects such as aerodynamic performances loss, structural fatigue and noises production. The understanding of these phenomena remains one of the most challenging issue of modern fluid dynamics. A promising solution to improve aerodynamic performances relies on the development of flow control devices able to prevent or mitigate the effects of separation. One can distinguish the passive flow control strategy, with easy to use devices but unable to adapt to the flow changes, from the active flow control strategy which benefits from a great adaptability but requires external power supply. Self-adaptive flow control appears to be a good compromise between those two strategies. Inspired from mechanisms at play in Nature, it combines good aerodynamic performances, self-adaptability and self-sustainability. This PhD thesis is dedicated to the experimental investigation of the turbulent flow over a bluff-body controlled by means of bio-inspired devices. The objective is two-folds : i. Design the control device which consists of a couple of compliant flaps, ii. Identify the physical mechanisms governing the interactions between the flow and the devices. A great number of complementary measurement techniques have been used in order to achieve these objectives. The efficiency of the devices for different configurations - locked and self-adaptive flaps - has been demonstrated through a parametric study. It has led to the identification of the main parameters involved in the control mechanism. The flow characterization around and in the wake of both uncontrolled and controlled cylinder revealed an increase in the length of the recirculation region and the reduction of the wake width. One of the major findings of this study is that the control essentially modifies the turbulent velocity field leading to a reduction of the lateral flow entrainment in the wake of the obstacle.

Keywords : aerodynamics, flow control, self-adaptive control, biomimetism, bluff body, square cylinder, wind tunnel experiments..